LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

LE SPECTRE β DU RADIUM *E*

Par JACQUES SOLOMON.

Sommaire. — Examen critique de différentes théories de la désintégration β sur l'exemple du radium *E* qui est l'un des mieux connus.

On a cherché dans les derniers temps (¹) à revenir à la théorie primitive de Fermi, en abandonnant complètement la modification qu'en avaient proposée Konopinski et Uhlenbeck : on suppose alors que les déviations de la formule simple de Fermi proviennent de ce qu'en réalité le spectre β considéré est complexe et qu'il s'agit de la superposition d'une série de spectres β simples correspondant chacun à la formule de Fermi.

Il s'ensuit que, si cette hypothèse se trouve vérifiée, on doit trouver, accompagnant le spectre β une ou plusieurs raies γ correspondant aux différents niveaux de départ ou d'arrivée. On peut ainsi, d'après Bethe, Peierls et Hoyle, expliquer un certain nombre de spectres β d'éléments légers. Nous nous proposons ici d'examiner le cas du spectre β du radium *E* qui est l'élément radioactif ayant donné lieu au plus grand nombre de recherches et où le rayonnement γ est certainement très faible, pour autant qu'il existe.

Rappelons de suite que si η est la quantité de mouvement des électrons β (en unités mc), $N(\eta)\,d\eta$ le nombre de ces électrons dont la quantité de mouvement est comprise entre $\eta\,mc$ et $(\eta + d\eta)\,mc$, et posant

$$f(\eta) = \eta + 0{,}355\,\eta^2,$$

d'après la théorie de Fermi $\left(\frac{N(\eta)}{f(\eta)}\right)^{\frac{1}{2}}$ est une fonction linéaire de l'énergie $\sqrt{1+\eta^2}$ (mesurée en unités mc^2) :

$$\left(\frac{N(\eta)}{f(\eta)}\right)^{\frac{1}{2}} = a - b\sqrt{1+\eta^2},$$

où a et b sont des constantes qui dépendent de l'élément considéré. Si η_0 est la quantité de mouve-

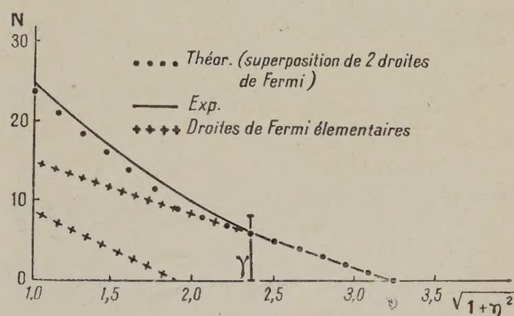


Fig. 1.

ment maxima des électrons, N leur nombre total, on aura

$$\begin{aligned} N = {} & \left(\frac{\eta_0^2}{2} + 0{,}118\,\eta_0^3\right)a^2 \\ & + \left(\frac{\eta_0^2}{2} + 0{,}118\,\eta_0^3 + \frac{\eta_0^4}{4} + 0{,}071\,\eta_0^5\right)b^2 \\ & - 2\left[\frac{(1+\eta_0^2)^{\frac{3}{2}} - 1}{3} + 0{,}044\,\eta_0\sqrt{1+\eta_0^2}\,(2\eta_0^2 - 3)\right. \\ & \left. + 0{,}133\log\left(\eta_0 + \sqrt{1+\eta_0^2}\right)\right]ab. \end{aligned}$$

Dans ces conditions, l'examen des résultats de Flammersfeld (²) montre que l'on obtient une bonne approximation en admettant que la courbure de sa « droite de Fermi » tient en réalité à ce qu'il n'y

(¹) H. A. BETHE, F. HOYLE, R. PEIERLS, *Nature*, 1939, **143**, p. 200; J. SOLOMON, *Rapport au Congrès Solvay*, 1939.

(²) A. FLAMMERSFELD, *Zeit. Physik*, 1939, **112**, p. 727.

a pas une droite, mais deux droites, c'est-à-dire deux spectres partiels correspondant à

$$\text{I.}\quad \sqrt{1+\eta_0^2} = 1{,}81, \qquad \frac{N_1}{N_1+N_2} = 0{,}057,$$

$$\text{II.}\quad \sqrt{1+\eta_0^2} = 3{,}36, \qquad \frac{N_2}{N_1+N_2} = 0{,}943,$$

soit encore pour l'énergie maxima et la constante partielle de désintégration

$$\lambda_{\text{I}} = 1{,}5.10^{-6}, \qquad E_0^{(\text{I})} = 1{,}18 \text{ MV},$$

$$\lambda_{\text{II}} = 10^{-7}, \qquad E_0^{(\text{II})} = 0{,}40 \text{ MV}.$$

Examinons maintenant les conséquences de cette décomposition. La désintégration β de ${}^{210}_{83}\text{Ra}\,E$ conduit à ${}^{210}_{84}\text{Ra}\,F$, donc à un noyau où le nombre de protons comme le nombre de neutrons est pair. Tous les éléments de ce genre ont un spin nul. Nous admettrons donc que dans l'état normal

$$I({}^{210}_{84}\text{Ra}F) = 0.$$

Or, les spectres partiels I et II tombent sur la même courbe de Sargent (première transition exclue).

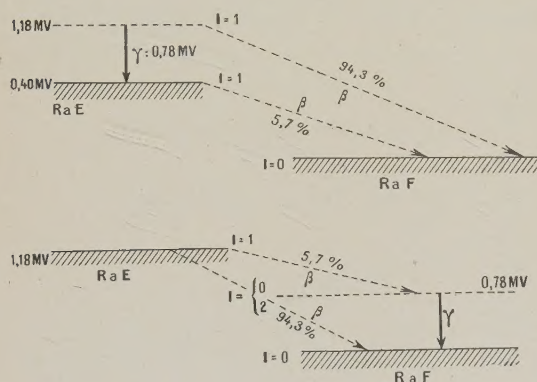


Fig. 2.

Par exemple Th B nous donne $E_0 = 0{,}36$ mV, $\lambda = 1{,}82.10^{-5}$ et est sur la courbe permise de Sargent, d'où, si on lui compare notre spectre partiel II, un facteur 1/180 pour les constantes radioactives à expliquer. Or si l'on avait une variation de spin de deux unités, le facteur serait de l'ordre de 10^{-6}, d'où certainement $\Delta I = 1$.

Les diverses possibilités sont représentées sur la figure 2.

Mais l'absence expérimentalement constatée de rayonnement γ rend ces schémas assez difficiles à soutenir. En effet, l'énergie électronique moyenne par désintégration est de 0,35 mV; l'énergie γ présente par désintégration est de $0{,}78 \times 5{,}7.10^{-2} = 0{,}04$ mV, soit 10 pour 100 environ de l'énergie totale émise. Or Aston a indiqué que l'énergie γ émise par désintégration est en tout cas inférieure à 0,01 mV; Mlle Baschwitz donne une limite supérieure de 5 pour 100 pour le rapport entre l'énergie γ et l'énergie totale émise.

On peut naturellement supposer que le rayon γ est converti (*conversion interne*). Mais pour une telle énergie γ, le coefficient de conversion interne est, d'après Hulme, si le rayonnement est d'origine dipolaire, égal à 0,0035. S'il est d'origine quadrupolaire, le coefficient de conversion interne est égal à 0,011. Donc ces hypothèses sont en contradiction complète avec l'expérience.

Il ne reste plus alors qu'une éventualité, une des deux indiquées par le second schéma : le niveau excité du Ra F aurait un spin nul, et par conséquent la raie γ, correspondant à une transition $0 \rightarrow 0$ serait absolument interdite. Ce serait là un cas analogue à la raie bien connue 1,426 MV du Ra CC'.

Comme le travail d'extraction du niveau K de ${}_{84}$Ra E est de 0,093 mV environ, les électrons de conversion interne auraient une énergie de 0,69 mV = 1,38 mc^2. Or cela n'est pas sans présenter des difficultés : on calcule en effet aisément que dans la bande d'énergie comprise entre

$$\sqrt{1+\eta^2} = 2{,}30$$

et

$$\sqrt{1+\eta^2} = 2{,}40,$$

$2{,}9.10^{-2}$ électrons sont émis par désintégration. Or, par désintégration également, nous venons de voir qu'il y a $5{,}7.10^{-2}$ photons γ émis et convertis totalement, d'où un nombre d'électrons de conversion émis sensiblement double du chiffre précédent. Or cela est impossible : expérimentalement on obtiendrait un maximum secondaire extrêmement net pour

$$\sqrt{1+\eta^2} = 2{,}38.$$

On pourrait être conduit à envisager la possibilité d'une conversion totale de l'énergie γ en une paire, mais l'énergie du photon γ (0,78 mV) est insuffisante.

Il est possible alors de songer à la possibilité de conversion de l'énergie γ par expulsion *simultanée* des deux électrons K, mais si cette hypothèse permet de comprendre l'absence de maximum secondaire (celui-ci beaucoup plus étalé étant reporté à $\sqrt{1+\eta^2} = 1{,}70$), il paraît difficile de comprendre pourquoi l'émission des *deux* électrons K est possible et non celle d'*un seul* électron K. L'exemple de la raie 1,426 mV du Ra CC' nous montre justement un exemple d'émission d'un seul électron de conversion.

Si notre hypothèse se trouvait vérifiée, on n'observerait pas un électron β par désintégration, mais $1 + 2 \times 5{,}7.10^{-2} = 1{,}11$ électron. Il faut ici observer que cette valeur est jusqu'ici conciliable avec les chiffres expérimentaux. Naturellement il est possible de se donner une loi d'interaction entre le noyau et les électrons qui interdise l'émission « simple » et n'autorise que l'émission « double » mais cette loi serait sans doute bien artificielle.

Ainsi, il semble qu'on se heurte à des difficultés sérieuses en admettant que le spectre β du radium *E* résulte simplement de la superposition de deux spectres simples de Fermi, avec émission soit d'un photon γ, soit d'électrons de conversion interne. On pourrait naturellement songer à considérer ce spectre β comme résultant de la superposition d'un nombre de spectres simples de Fermi supérieur à deux. Il est clair qu'on peut ainsi se rapprocher autant que l'on veut de la forme du spectre β observé, tandis que les rayons γ qui correspondent aux différences des fins de spectres partiels peuvent, étant très mous, échapper à l'observation. Il est naturellement difficile de réfuter une telle hypothèse. Nous nous bornerons à ce sujet à l'observation suivante : c'est qu'il est impossible, quelle que soit la superposition de courbes de Fermi envisagée, de reproduire rigoureusement une courbe de Konopinski-Uhlenbeck.

Soit en effet ε''_0 la fin du spectre. Dire qu'on peut reproduire la courbe de Konopinski-Uhlenbeck par une superposition convenable de courbes de Fermi, c'est dire qu'il existe une *fonction de densité* $\chi(\varepsilon_0)$ telle qu'on ait

$$\int_{\varepsilon'_0}^{\varepsilon''_0} \varepsilon^2 \varphi(\varepsilon-\varepsilon_0)\chi(\varepsilon_0)\,d\varepsilon_0 = \varepsilon^2(\varepsilon''_0-\varepsilon)^4,$$

avec

$$\varphi(\varepsilon-\varepsilon_0) = \begin{cases} (\varepsilon-\varepsilon_0)^2 & \text{si } \varepsilon < \varepsilon_0, \\ 0 & \text{si } \varepsilon > \varepsilon_0. \end{cases}$$

Prenons une valeur de ε inférieure à ε'_0. On a alors,

$$\int_{\varepsilon'_0}^{\varepsilon''_0} (\varepsilon-\varepsilon_0)^2\chi(\varepsilon_0)\,d\varepsilon_0 = (\varepsilon-\varepsilon''_0)^4,$$

soit en posant

$$\varepsilon-\varepsilon''_0 = x, \qquad \varepsilon''_0-\varepsilon_0 = y,$$

$$\int_0^{\varepsilon''_0-\varepsilon'_0} (x+y)^2\chi(\varepsilon''_0-y)\,dy = x^4,$$

ce qui est impossible, comme on s'en rend compte simplement en dérivant les deux membres par rapport à x.

On le voit, de nouvelles recherches expérimentales sont nécessaires. Il serait en particulier intéressant de savoir s'il y a un spectre γ mou ou encore des rayons X (résultant du mécanisme de conversion interne) accompagnant le spectre β étudié.

Manuscrit reçu le 2 octobre 1939.

SUR LA THÉORIE DES LIQUIDES QUANTIQUES. APPLICATION A L'HÉLIUM LIQUIDE [1]. I

Par L. TISZA.

Laboratoire de physique expérimentale du Collège de France.

Sommaire. — On propose dans ce travail une définition semi-phénoménologique des liquides quantiques, d'où découlent beaucoup de leurs propriétés thermodynamiques et hydrodynamiques. Il existe une corrélation qualitative parfaite entre les propriétés singulières de l'He liquide, et celles du liquide de Bose-Einstein. Ce dernier est superfluide au zéro absolu. En discutant l'écoulement d'un liquide superfluide, on trouve, au voisinage des parois solides, des particularités qui permettent de comprendre le « grimpage » (creeping) de l'He II. Aux températures finies, le liquide de Bose-Einstein dégénéré a un caractère hétérogène : il peut être considéré comme mélange d'une « phase superfluide » et d'une « phase visqueuse ». L'hydrodynamique classique ne garde sa validité — avec une constante de viscosité définie — que sous des conditions particulières. Ces cas particuliers font l'objet du présent travail, tandis que l'hydrodynamique générale du liquide dégénéré (l'effet thermomécanique) sera l'objet de la seconde partie.

1. **Introduction.** — D'après un résultat bien connu de la mécanique statistique classique, l'état le plus stable d'un système de particules au zéro absolu est un état cristallin avec un arrangement régulier des particules.

Selon une terminologie courante, nous définirons, comme *liquides quantiques*, des systèmes pour lesquels ce théorème de la statistique classique perd sa validité, qui sont donc liquides au zéro absolu. Suivant que les particules du système obéissent à la statistique de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac, nous parlerons d'un liquide de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac, ou brièvement : d'un liquide de B-E ou de F-D.

On sait bien que les noyaux atomiques lourds et les électrons des métaux peuvent être considérés comme des liquides de F-D. Par contre l'He forme un liquide de B-E, c'est d'ailleurs parmi les liquides quantiques le seul liquide proprement dit.

L'He a deux modifications liquides, l'He I et l'He II; l'He II est stable au zéro absolu. Cette modification possède des propriétés singulières, sortant du cadre des équations différentielles de l'hydrodynamique et de la conductibilité thermique.

Nous nous proposons d'étudier d'abord les propriétés générales des liquides quantiques (§ 2). Nous montrerons que ces systèmes possèdent des propriétés simples, découlant immédiatement de la définition phénoménologique du liquide, pourvu que cette définition soit appliquée au zéro absolu. (L'absence totale des ondes transversales de Debye, la disparition de la viscosité, en tant que due aux forces intermoléculaires, etc.)

D'autre part, et c'est l'objet principal de nos recherches, nous étudierons les phénomènes de dégénérescence d'un liquide de B-E (§ 3). Nous montrerons au paragraphe 4 que cette dégénérescence nécessite sous certaines conditions la généralisation des équations hydrodynamiques, avec un effet thermomécanique se superposant aux phénomènes hydrodynamiques purs. Nous discuterons aux paragraphes 5 et 6, les phénomènes hydrodynamiques purs (viscosité, superfluidité au zéro absolu), la *seconde partie de ce mémoire* sera consacrée à l'*effet thermomécanique* qui permet de rendre compte de la supraconductibilité thermique et des phénomènes observés dans les tubes capillaires. Dans les expériences exécutées jusqu'ici, l'effet thermomécanique était toujours compliqué par des phénomènes hydrodynamiques (turbulence) ne permettant pas une étude quantitative. La théorie prévoit la propagation d' « ondes de température » pour lesquelles on ne rencontrera pas ces difficultés. Finalement nous discuterons les idées de F. et H. London sur les phénomènes de transport dans l'He II.

Il a été reconnu depuis longtemps que les propriétés remarquables de l'He liquide sont dues à des effets quantiques. C'est ainsi que Simon [24] a conclu par un raisonnement thermodynamique que l'énergie cinétique au zéro absolu de l'He liquide (et solide) doit être exceptionnellement grande, dépassant plusieurs fois son énergie de liaison. Étant donné que l'énergie au zéro absolu augmente fortement avec la densité, elle joue le rôle d'un potentiel de répulsion. On trouve en effet dans l'He liquide des effets de répulsion qui ne peuvent être dus aux forces de van der Waals : la distance interatomique (3,5 Å) y est beaucoup plus grande que le diamètre cinétique des atomes ($\sim 1,9$ Å). Simon a proposé de rendre compte ainsi de la stabilité de l'état liquide de l'He au zéro absolu.

Plus tard London [17] a estimé quelle devait être l'énergie au zéro absolu, étant donné le diamètre fini des atomes. Il a montré que les conditions énergétiques dans l'He sont compatibles avec la conception de Simon. Son point de départ fut l'hypothèse d'un

[1] *Cf.* les Notes préliminaires [26] et [27].

arrangement régulier des atomes dans l'espace, quoiqu'une telle structure fût en contradiction avec l'état liquide du système. En précisant ses évaluations énergétiques, il parvint en effet à la conclusion que l'incertitude quantique des positions des atomes est si grande que ceux-ci ne peuvent pas être enfermés dans les domaines limités par leurs voisins ([18] et [20]). C'est pourquoi il a proposé une approximation inverse : en renonçant à la localisation, il attribua aux atomes d'He des états quantiques déterminés par leur impulsion, comme on le fait pour les électrons des métaux. (Description dans l'espace des impulsions, au lieu de l'espace des coordonnées.) En distribuant les atomes sur ces états selon la fonction de répartition de Bose-Einstein, il parvint à résoudre de façon remarquable quelques difficultés sérieuses concernant l'He liquide.

London mit en rapport la température de dégénérescence T_0 d'un gaz parfait de B-E avec le point-λ de l'He. La chute rapide de l'entropie au-dessous du point λ proviendrait ainsi de la « condensation de B-E» [dégénérescence de la translation (²)] et l'ordre qui règne dans l'He II et qui est mis en évidence par la disparition de l'entropie, serait un « ordre dans l'espace des impulsions « et non pas un ordre cristallin dans l'espace ordinaire.

Cette interprétation devint possible par suite d'une mise au point de la théorie du gaz parfait de B-E. London montra [19] que la dégénérescence de ce système prend brusquement à la température de dégénérescence T_0 la forme d'une « condensation », comme l'avait prévu Einstein [6] et contrairement aux vues répandues plus tard. En particulier, à cette température se présente une discontinuité de la dérivée seconde de l'énergie : $\left(\frac{\partial^2 E}{\partial T^2}\right)_V = \frac{\partial C_V}{\partial T}$ $\Big($plus précisément : la discontinuité a lieu dans la limite où $N \to \infty$, $V \to \infty$, $\frac{N}{V} = \text{const.}\Big)$.

La conception de London fut corroborée par le fait qu'elle donna la possibilité d'interpréter les effets cinétiques paradoxaux de l'He II, comme nous l'avons indiqué dans trois notes préliminaires [26] et [27].

Nous nous proposons ici de préciser les bases de cette interprétation. Nous ne pouvons nous contenter de considérer le gaz parfait de B-E, mais il faut tenir compte du fait que notre système est un liquide, ou plus précisément un liquide quantique.

2. La définition des liquides quantiques.

— Une théorie atomique des liquides quantiques se heurte à de grandes difficultés. Nous nous servirons donc d'une méthode semi-phénoménologique, qui est d'ailleurs très bien adaptée à notre problème.

Nous préciserons la définition du liquide quantique, en exprimant concrètement qu'il s'agit d'un liquide au zéro absolu.

Considérons N particules de masse m dans le volume V, avec la densité $\rho = \frac{Nm}{V}$, que nous prendrons comme paramètre. Soient $E_0(\rho)$ l'énergie la plus basse du système pour la densité ρ et $\psi_0(1, 2, \ldots, N)$ la fonction d'onde correspondante. $1, 2, \ldots, N$ représentent les coordonnées des N atomes.

Nous appellerons le système un liquide quantique s'il a les propriétés suivantes :

α. *$E_0(\rho)$ a un minimum pour une certaine valeur* $\rho = \rho_0$, c'est-à-dire

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \rho}\right)_{\rho=\rho_0} = 0, \qquad \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2}\right)_{\rho=\rho_0} > 0. \tag{1}$$

Évidemment ρ_0 est la densité du système au zéro absolu à pression extérieure nulle

$$p = \frac{\rho^2}{Nm}\frac{\partial E_0}{\partial \rho} = 0.$$

C'est le volume $V_0 = \frac{Nm}{\rho_0}$ que nous considérerons dans la suite.

β. *Le coefficient de rigidité du système est nul dans l'état* $E_0(\rho_0)$, ψ_0.

γ. *Les états excités d'une particule, soumise au potentiel de N autres particules constituant l'état* E_0, ψ_0, *peuvent être caractérisés par des vecteurs d'ondes* $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \ldots$ (quasi-impulsions). Ces états correspondent à une translation des particules dans le champ des autres.

Discutons maintenant les propositions α, β, γ.

α est valable quand il existe des forces d'attraction, c'est-à-dire dans tout corps réel.

C'est la validité de β qui tranche entre systèmes classiques et quantiques.

Considérons la définition précise du coefficient de rigidité donnée dans une Note récente de L. Brillouin [5]. Brillouin distingue d'une part un coefficient de *rigidité microscopique* déterminé par les dérivées de l'*énergie* suivant les composantes du tenseur de déformation. Cette rigidité est responsable des ondes hypersonores au voisinage de la limite de Debye. D'autre part, on a un coefficient *macroscopique* déterminé par les dérivées de l'*énergie libre*. Le coefficient *macroscopique* d'un corps solide disparaît au point de fusion, tandis que le coefficient *microscopique* reste fini. Par conséquent le liquide ne pourra résister aux efforts tangentiels macroscopiques, mais — tout au moins au voisinage du point de fusion — pourra être parcouru par des ondes hypersonores transversales de Debye. Cela est confirmé par le fait que la chaleur spécifique des liquides

(²) Dans la suite nous nous servirons plutôt de l'expression « dégénérescence », au lieu de « condensation », afin d'éviter une confusion avec la condensation de van der Waals. Ces deux phénomènes ont d'ailleurs un caractère complémentaire. Coordonnées et impulsions se correspondent mutuellement.

monoatomiques reste environ 3 Nk au voisinage du point de fusion ([3]).

Le liquide quantique est liquide même au zéro absolu. Ici l'*énergie* et l'*énergie libre* sont identiques. La disparition du coefficient de rigidité implique la disparition de la rigidité *microscopique* : les particules peuvent se réarranger sans surmonter aucune barrière de potentiel. On peut exprimer cela de la façon suivante : *un liquide au zéro absolu est forcément un liquide parfait* ([4]).

Le liquide quantique sera, d'après α, capable de propager des ondes longitudinales de Debye, mais, les ondes tranversales y seront totalement absentes, d'après β.

Aux températures finies ($T > 0$) l'énergie moyenne du système contiendra donc un terme de Debye

$$\overline{E}_{\text{Deb.}} = \frac{\pi^4}{5} NRT \left(\frac{T}{\theta}\right)^3, \tag{2}$$

qui sera seulement *un tiers* de l'énergie correspondante du solide.

Les mesures de Picart et Simon ([5]) sur la chaleur spécifique de l'He II au-dessous de 1°K ont donné effectivement un terme proportionnel à T^3. De ces mesures on déduit $\theta \sim 12°$, ce qui est en accord satisfaisant avec la valeur $\theta \sim 14°$ qu'on peut tirer de la vitesse du son [9].

Étant donné qu'à densité constante, le réarrangement des particules se fera sans qu'il soit nécessaire de surmonter des barrières de potentiel, les mouvements correspondants ne pourront être décomposés en ondes transversales de Debye. Cette lacune dans la représentation des états excités du système est comblée par l'hypothèse γ, qui prévoit une translation « libre » des atomes. Cette hypothèse a été formulée sous une forme légèrement différente par London [18].

Aussi, de notre point de vue semi-phénoménologique, γ a le caractère d'une hypothèse, dont les conséquences sont d'ailleurs entièrement confirmées par les expériences dans l'He I et II.

Nous croyons pourtant que γ est une conséquence de β, ce qu'il faudrait démontrer par une théorie atomique. Une telle théorie devra tout d'abord préciser les conditions de validité de β. C'est un « problème des n corps » essentiellement quantique, puisque β n'est jamais valable dans le cadre de la théorie classique; il ne parait guère abordable actuellement.

Remarquons pourtant que l'évaluation énergétique de London [20] est un premier pas dans cette direction et peut donner une image intuitive des conditions énergétiques extraordinaires qui règnent dans l'He liquide, et qui causent la structure lâche, nécessaire pour la validité de β et de γ.

3. **La dégénérescence du liquide de Bose-Einstein.** — Nous ferons l'hypothèse simplificatrice que l'énergie du système est la somme de l'énergie de Debye et de l'énergie de translation prévue par γ, et que le couplage de ces deux sortes d'énergies est négligeable.

Il en résulte qu'à cette approximation la fonction propre du système entier peut s'écrire

$$\Psi = \psi(1, 2, \ldots, N)\psi_{\text{exc}}(1, 2, \ldots, N_{\text{exc}}), \tag{3}$$

où ψ diffère légèrement de la fonction propre ψ_0 au zéro absolu (§ 2) par suite de la présence des ondes longitudinales de Debye, ψ_{exc} correspond à la translation, et 1, 2, ..., N_{exc} représentent les coordonnées des N_{exc} atomes excités dans les différents états de translation.

Le premier facteur de (3) dépend des coordonnées de tous les atomes et, par suite des interactions importantes régnant dans le liquide, ne peut être écrit, même approximativement, comme produit des fonctions d'onde des atomes individuels. Par contre le deuxième facteur, ne dépendant que des coordonnées des atomes excités, peut être écrit approximativement (sans normalisation) dans le cas limite où une petite fraction seulement des atomes est excitée ($N_{\text{exc}} \ll N$) :

$$\psi_{\text{exc}} = \sum_{\text{perm}} \prod_i e^{i\vec{k}_i\left(\vec{r}_1^{(i)} + \vec{r}_2^{(i)} + \ldots + \vec{r}_{N_i}^{(i)}\right)} \tag{4}$$

où $\vec{r}_1^{(i)}, \vec{r}_2^{(i)}, \ldots, \vec{r}_{N_i}^{(i)}$ sont les coordonnées des N_i atomes dans l'état $\vec{k}_i$. Le produit doit être étendu à tous les états $\vec{k}_i$ et la sommation à toutes les permutations des atomes. L'énergie correspondante est

$$E_{N_1, N_2, \ldots} = \sum_i N_i \varepsilon_i. \tag{5}$$

ε_i est l'énergie nécessaire pour exciter un atome dans l'état $\vec{k}_i$, tous les autres atomes étant dans l'état le plus bas. Nous désignerons dans la suite les ε du nom de *quanta de translation*.

Voici comment on peut exprimer dans cette terminologie le contenu des formules (3), (4), (5).

([3]) En général on peut toujours distinguer nettement entre l'état solide et liquide d'un corps en considérant les propriétés *macroscopiques*, telles que rigidité macroscopique, ordre à grande distance, ou anisotropie, etc. En particulier Landau [16] a insisté sur l'impossibilité d'une transition continue du liquide au solide, analogue à la continuité gaz-liquide. Au contraire, on peut rendre compte de certaines analogies entre solides et liquides en considérant les propriétés à petite distance : rigidité microscopique, ordre à petite distance. J'ai précisé en partie ces idées après discussions avec M. Bauer; *cf.* un article prochain de ce dernier dans le *Journal de Physique*.

([4]) Dans la théorie cinétique on appelle liquide parfait un liquide à *rigidité microscopique* nulle. (Ne pas confondre avec le liquide parfait de l'hydrodynamique à *viscosité* nulle. *Cf.* plus loin). Il s'est avéré que le liquide parfait présente une mauvaise approximation des liquides ordinaires. Le fait que ce concept s'applique rigoureusement aux liquides quantiques simplifie beaucoup la théorie de ces derniers.

([5]) Je tiens à remercier M. Simon pour la communication de ces résultats non publiés encore.

Le liquide de B-E est un *liquide* auquel se superpose un « gaz de quanta de translation ». Pour des densités faibles ($N_{exc} \ll N$), ce gaz peut être considéré comme *parfait* (formules (4) et (5). Ces formules perdent pourtant leur validité, si la densité du gaz devient grande $N_{exc} \sim N$.

Les états du système seront encore caractérisés par les nombres N_1, N_2, ..., mais (5) présentera seulement la première approximation du développement de l'énergie en fonction de ces nombres N_i, où l'on doit tenir compte aussi des termes supérieurs.

Comme nous le montrerons dans la Note additionnelle I, cette validité restreinte suffit déjà pour permettre d'appliquer à notre système les résultats essentiels de la théorie de la dégénérescence du gaz parfait de B-E [19]. Il existe en particulier une température de dégénérescence T_0 telle que

$$\text{pour } T \geq T_0 \qquad N_{exc} = AN, \tag{6a}$$

$$\text{pour } T \leq T_0 \qquad N_{exc} = ANf\left(\frac{T}{T_0}\right), \tag{6b}$$

où A est une constante de l'ordre de l'unité; ([6]) est une fonction qui décroît de 1 à 0 quand T passe de T_0 à 0.

Les quanta de translation donnent une énergie moyenne qui s'ajoute à celle de Debye et qui peut être écrite

$$E_{exc} = N_{exc}(T)\bar{\varepsilon}(T) = ANf\left(\frac{T}{T_0}\right)\bar{\varepsilon}(T), \tag{7}$$

où $\bar{\varepsilon}$ est l'énergie moyenne par quantum de translation. Pour $T \ll T_0$, $N_{exc} \ll N$, le gaz des quanta peut être considéré comme parfait et l'on a [6] et [19]

$$N_{exc} = N\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}}, \qquad \bar{\varepsilon} = 1{,}34\,\frac{3}{2}\,kT. \tag{8}$$

Pour l'He II l'énergie (7) joue un rôle important dans la région $T \simeq T_0$ où la formule (8) n'est plus valable. Nous ne nous proposons pas de calculer $f\left(\frac{T}{T_0}\right)$ ni $\bar{\varepsilon}(T)$ dans ce domaine, ce calcul ne peut pas se faire dans le cadre d'un problème à un corps et n'est guère abordable par les méthodes actuelles. Il faudrait tenir compte des termes supérieurs de (5). Dans ce cas l'énergie nécessaire pour exciter un atome de l'état le plus bas à l'état k_i n'est plus une constante ε_i, mais dépend aussi de la répartition des autres atomes, des nombres N_i : selon la terminologie consacrée, le phénomène a un caractère « coopératif », qui renforce encore celui du gaz de B-E.

C'est ce qu'on a effectivement trouvé dans l'He II, où la chaleur spécifique a une anomalie.

Dans la suite nous discuterons surtout les conséquences qualitatives de la dégénérescence, qui ne dépendent pas de la forme particulière de la fonction $f\left(\frac{T}{T_0}\right)$. La connaissance de cette fonction permettrait cependant une comparaison quantitative de nos résultats avec l'expérience. En faisant l'hypothèse simplificatrice : $\varepsilon \sim kT$, on tire approximativement des mesures de la chaleur spécifique [12], en les comparant avec (6*b*) et (7) la formule empirique

$$N_{exc} \sim N\left(\frac{T}{T_0}\right)^5. \tag{9}$$

Jusqu'ici nous n'avons pas fait usage de la nature translatoire des quanta. Les résultats obtenus permettent en effet des interprétations physiques très différentes, comme nous allons le montrer dans un article prochain sur les transitions de second ordre. (*Cf.* aussi la théorie du ferromagnétisme de Bloch, où le ferromagnétisme apparaît comme un phénomène de dégénérescence de B-E dans le champ des ondes de spin [4].)

Rappellons maintenant que d'après l'hypothèse γ le quantum ε correspond à une translation d'un atome avec la vitesse de groupe

$$\vec{U} = \frac{1}{\hbar}\frac{\partial\varepsilon}{\partial\vec{k}}.$$

Cette translation se manifestera macroscopiquement par un tenseur de pression

$$p_{exc\,\alpha\beta} = \overline{\frac{N_{exc}}{V}\,k_\alpha U_\beta}, \tag{10}$$

(10) est la généralisation la plus naturelle de la formule du gaz parfait

$$p_{exc\,\alpha\beta} = \rho_{exc}\,\overline{U_\alpha\,U_\beta}. \tag{11}$$

Dans le liquide de B-E il y a donc des tensions dues aux quanta de translation, auxquelles contribuent seulement les atomes excités et non pas les atomes dégénérés.

Lorsqu'il y a isotropie, en particulier dans le liquide au repos, (10) et (11) se réduisent à une pression scalaire. Pour le gaz parfait [19]

$$p = \frac{2}{3}\frac{\overline{E}}{V} = 0{,}51\,\rho_{exc}(T)\frac{kT}{m}. \tag{12}$$

Dans le liquide, l'ordre de grandeur de la pression sera donné grossièrement par une formule analogue

$$p_{exc} \sim \rho_{exc}(T)\,\frac{kT}{m} \sim \frac{N}{V}f\left(\frac{T}{T_0}\right)kT. \tag{13}$$

Il faut distinguer nettement cette *pression des*

([6]) On pourrait faire l'hypothèse : A = 2/3 et tenir compte ainsi du fait que les quanta de translation remplacent les $2N$ degrés de liberté des ondes transversales de Debye. Pourtant nous ne voulons pas préciser la distribution exacte des degrés de liberté, d'autant moins que la valeur de A n'a aucune importance pour nos développements. Dans la terminologie de London AN est le « nombre des atomes dans les états de Bloch » [20]. Cependant l'évaluation de A par London est fondée sur des hypothèses qui ne sont sans doute pas assez générales.

quanta de translation p_{exc} de la *pression ordinaire du liquide* p. Une compression du liquide, où le volume diminue de dV exige le travail $p\,dV$. Par contre le travail $p_{exc}\,dV$ correspond à la compression des quanta de translation à densité constante du liquide. Nous considérerons plus loin ce processus en détail.

Les atomes excités se manifestent donc par certains effets cinétiques (viscosité, pression) qui leur sont propres. Il en résulte que, malgré son homogénéité parfaite dans l'espace ordinaire, le liquide de B-E prend un caractère hétérogène d'origine essentiellement quantique, qui ne permet pas l'application de l'hydrodynamique classique.

4. **Discussion de la validité de l'hydrodynamique dans le liquide de Bose-Einstein.** — Il a été mis en évidence par de nombreuses expériences que l'He II se comporte dans certaines conditions d'une manière qui ne peut pas être décrite dans le cadre des équations hydrodynamiques ordinaires.

Ainsi, tandis qu'on est parvenu à mesurer la viscosité par la méthode du disque oscillant [13], cette valeur de la viscosité — pourtant très faible — ne permet pas de comprendre les grandes vitesses d'écoulement par des tubes capillaires très minces ([1], [2] et [11]). Étant donné que cet écoulement n'est pas laminaire, il est impossible d'en déduire des valeurs de la viscosité. Mais l'écoulement n'est pas turbulent non plus et ses lois présentent une grande variété suivant les conditions expérimentales. Ainsi ces phénomènes sortent de toute façon du cadre de l'hydrodynamique ordinaire. [*Cf.* surout le travail détaillé d'Allen et Misener [2] ([7])].

Cette non-validité des équations hydrodynamiques est d'autant plus surprenante que celles-ci ont été établies sous des conditions très générales.

En effet la démonstration élémentaire des équations hydrodynamiques est fondée sur l'hypothèse suivante : le fluide en question est partagé en éléments de volume, dont les masses sont considérées comme des masses ponctuelles, soumises aux lois de la mécanique du point matériel. La force agissant sur ce point est en première approximation égale au gradient de la pression. En deuxième approximation, on admet en outre que la substance est caractérisée par un coefficient de viscosité, déterminant la force due au cisaillement.

Cette démonstration cesse d'être valable, si la substance contenue dans un élément de volume subit des changements au cours du processus même; il n'est plus permis alors de la considérer encore comme une masse ponctuelle sans structure. C'est ce qui se produit par exemple dans le cas de certains colloïdes et cristaux liquides qui subissent un changement de structure lors de l'écoulement : il n'est pas possible de leur attribuer une *constante* de viscosité.

Quant au liquide de B-E dégénéré, nous avons discuté au paragraphe précédent son caractère hétérogène. Une fraction des atomes, la « phase excitée » est en translation thermique, tandis que pour l'autre fraction, la « phase dégénérée », cette translation est gelée. Si la vitesse des atomes excités est répartie d'une façon anisotrope, il en résulte forcément des vitesses moyennes différentes pour les deux phases.

En plus, si le système absorbe de la chaleur, une partie des atomes fait une transition de la phase dégénérée à la phase excitée, et inversement s'il dégage de la chaleur. La substance contenue dans un élément de volume n'aura évidemment pas la structure invariable nécessaire pour être considérée comme une masse ponctuelle.

Pour rendre compte de ces phénomènes, la généralisation la plus simple de l'hydrodynamique consiste à remplacer la substance de l'élément de volume; non par un point, mais par *deux* points, correspondants aux deux phases. Quoique couplés d'une façon déterminée, ces points auront en général des vitesses différentes (vitesses différentes des deux phases). L'augmentation du nombre des degrés de liberté hydrodynamiques qu'on obtient ainsi est juste suffisante pour rendre compte des propriétés singulières de l'He II.

La différence d'énergie entre les deux phases est égale à l'énergie de translation thermique (énergie anomale). Donc lorsque les vitesses moyennes des deux phases sont différentes, il en résulte un transport d'énergie, lié au mouvement de la phase excitée. En particulier une source (divergence) de la phase excitée sera aussi une source de chaleur. Nous appellons ce phénomène « l'effet thermomécanique ».

L'objet de notre hydrodynamique généralisée se confond avec l'étude de cet effet.

Dans le cas particulier où les vitesses des deux phases sont égales, on retombe sur l'hydrodynamique ordinaire. On verra que cela ne se produit pas si le liquide est en mouvement d'ensemble (écoulement), mais seulement s'il est au repos et si les courants peuvent être considérés comme de petites corrections. C'est ainsi que la propagation des ondes sonores ne présente pas de propriétés anomales [9].

Les équations hydrodynamiques gardent une validité apparente et permettent la définition d'une constante de viscosité dans certains cas, même si les vitesses des deux phases ne sont pas forcément identiques. C'est ce qui est réalisé dans deux dispositifs de mesure de la viscosité : 1° la méthode de la chute d'une sphère dans le liquide (Stokes); 2° la méthode du disque oscillant. On verra plus loin que, dans ces cas, la vitesse de la phase dégénérée est partout nulle et la divergence du courant de la phase excitée disparaît. Il en résulte qu'il ne se produit ni échange de chaleur avec l'entourage

([7]) Je tiens à remercier M. Allen pour la communication de ses résultats avant publication.

ni effet thermomécanique. Nous montrerons au paragraphe suivant que cette valeur de la viscosité et surtout sa variation avec la température peuvent être estimées à l'aide de nos hypothèses, en accord excellent avec les mesures.

Nous discuterons au paragraphe 6 les phénomènes hydrodynamiques purs au zéro absolu, où le liquide redevient homogène et où l'effet thermomécanique disparaît.

La discussion de l'effet thermomécanique, de l'hydrodynamique généralisée, est réservée pour la seconde partie de cet article.

5. **La viscosité du liquide de B-E**. — On sait bien que la viscosité est due à deux mécanismes cinétiques essentiellement différents. Le premier mécanisme est résponsable de la viscosité des gaz de faible densité et consiste dans un transport d'impulsion par la translation thermique des molécules : c'est ce que nous appellons brièvement la *viscosité cinétique*. Son ordre de grandeur est donné par la formule connue

$$\eta \sim \rho \bar{v} l, \tag{14}$$

où ρ est la densité, $\bar{v}$ la vitesse moyenne thermique et l le libre parcours moyen des molécules. Pour un gaz idéal de Boltzmann on a $\eta \sim T^{\frac{1}{2}}$ et par conséquent $\mathrm{d}\eta/\mathrm{d}T > 0$.

Par contre, dans les états condensés de la matière, les molécules sont entravées dans leur libre mouvement et c'est un autre mécanisme qui joue le rôle principal. Il n'en existe pas encore de théorie satisfaisante (*Cf.* pourtant [23]), mais ses traits essentiels peuvent être résumés ainsi dans notre terminologie :

Si l'on applique au liquide un effort tangentiel, celui-ci tend à s'évanouir, car le liquide ne possède pas de rigidité *macroscopique*. La vitesse de ce processus, vitesse de relaxation, dépend de la rigidité *microscopique*. Il en résulte une viscosité que nous appellerons pour abréger la *viscosité dynamique*. (Nous soulignons ainsi l'importance des forces intermoléculaires dans ce mécanisme.)

La viscosité des liquides ordinaires (classiques) provient essentiellement de ce dernier — surtout au voisinage du point de fusion. Leur viscosité *dynamique* est prédominante et l'on a, pour *tous les liquides classiques*, $\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}T} < 0$.

On peut prévoir que les liquides quantiques se comporteront autrement. En effet ils sont caractérisés d'après β par la disparition totale de la rigidité — même *microscopique*. Par conséquent, *leur viscosité dynamique est nulle*.

Mais la translation thermique des atomes excités prévue par γ donnera un effort tangentiel (10) et par conséquent une *viscosité cinétique*.

Nous appliquerons la formule (14) au liquide de B-E pour obtenir une évaluation grossière de la loi de variation de la viscosité avec la température.

Nous attribuons aux atomes excités (quanta de translation) un libre parcours indépendant de la température, déterminé par les chocs contre des atomes de n'importe quelle phase. La dissipation des quanta de translation par ondes de Debye n'a pas lieu en première approximation, comme nous le montrerons dans la Note additionnelle II.

Nous admettons pour la vitesse moyenne des atomes excités la valeur approchée $\bar{v} \sim \sqrt{\frac{kT}{m}}$ en négligeant les faibles effets de la dégénérescence sur la *vitesse moyenne* et les différences entre l'état réel du gaz des quanta de translation et l'état idéal. Cette approximation est d'autant plus légitime que l'effet principal de la dégénérescence qui commence brusquement à $T = T_0$ est relatif *au nombre* des atomes excités (condensation). On aura, en effet,

pour $T \geqq T_0$

$$\eta \sim \rho_0 l \sqrt{\frac{kT}{m}}, \tag{15a}$$

pour $T \leqq T_0$

$$\eta \sim \rho_{\text{exc}}(T) l \sqrt{\frac{kT}{m}}, \tag{15b}$$

$\rho_{\text{exc}}(T_0) = \rho_0$ la viscosité est donc continue au point λ.

En nous servant de la formule empirique (9) pour le cas de l'He II (tiré des mesures de la chaleur spécifique), nous obtenons :

pour l'He I

$$\eta \sim \rho_0 l \sqrt{\frac{kT}{m}} \sim T^{\frac{1}{2}}, \tag{16a}$$

pour l'He II

$$\eta \sim \rho_0 l \sqrt{\frac{kT}{m}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^5 \sim T^{\frac{11}{2}}. \tag{16b}$$

Cette loi de variation avec la température est en excellent accord avec les mesures exécutées par la méthode du disque oscillant [13] par Keesom et Mac Wood, entre 1° K et 4° K (*Cf. fig.* 1). Ces mesures donnent donc une confirmation directe de notre hypothèse γ et justifient aussi notre distinction nette entre les viscosités cinétique et dynamique. C'est cette dernière qui cause l'augmentation forte de la viscosité des liquides ordinaires quand la température diminue.

Pour $T = 0$ la viscosité est nulle d'après (15 *b*) : *le liquide de* B-E *est superfluide au zéro absolu*. Ce fait est vérifié non seulement par les expériences citées plus haut, mais mieux encore par les expériences d'écoulement et de « grimpage » que nous allons discuter plus loin.

Du point de vue microscopique, la superfluidité implique la disparition de la viscosité cinétique et de la viscosité dynamique.

La comparaison avec le liquide de F-D est intéressante. La viscosité cinétique de celui-ci tend pour $T \to 0$ vers une limite finie

$$\eta \sim \rho_0 \bar{v}_0 l, \tag{17}$$

où $\bar{v}_0$ est la vitesse limite de Fermi (*fig.* 1).

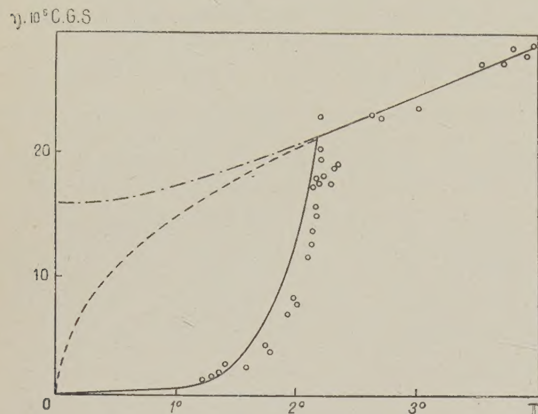


Fig. 1. — Variation de la viscosité avec la température pour :

- - - - - gaz parfait classique,
—.—.— liquide de F-D (schématique),
——— liquide de B-E d'après (16), où l'on a fixé le paramètre l par la mesure pour $T = 4°$,
○ points fournis par les mesures de Keesom et et Mac Wood [13].

Le liquide de F-D n'est donc pas superfluide, mais évidemment sa viscosité dynamique (rigidité microscopique) disparaît. Ce fait est d'importance dans la discussion de l'existence des niveaux de rotation des noyaux lourds [25].

6. La superfluidité du liquide de B-E au zéro absolu. — Nous avons déjà insisté sur le fait que l'hétérogénéité du liquide dégénéré de B-E ne permet pas l'application des équations hydrodynamiques à l'écoulement de ce liquide. Il y a pourtant une exception : le liquide redevient homogène au zéro absolu, quand il n'y a plus d'atomes excités, ni par conséquent d'effet thermomécanique. L'effet thermomécanique dans l'He II disparaît sensiblement à partir de 0,8°—0,9° K. La conductibilité thermique devient normale [15] et ce liquide se comporte donc pratiquement déjà aux températures accessibles comme un liquide homogène superfluide.

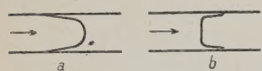


Fig. 2. — Répartition schématique des vitesses lors de l'écoulement turbulent :

a. dans un liquide visqueux;

b. dans un liquide superfluide.

La vitesse d'écoulement d'un liquide superfluide est déterminée uniquement par une résistance turbulente. Cet écoulement sera pourtant différent de l'écoulement turbulent d'un liquide ordinaire. La superfluidité, en supprimant les corrélations entre les vitesses, même à petite distance, change essentiellement le caractère de la turbulence. En particulier, dans le cas d'un liquide visqueux, on a toujours aux parois solides une couche laminaire mince (couche limite de Prandtl), où la vitesse tend vers zéro. Dans le cas du liquide superfluide, il n'y a pas de couche laminaire.

Cette « turbulence moléculaire » n'a pas encore été étudiée jusqu'ici. On peut prévoir pourtant que si les couches superficielles sont encore dans ce cas le siège d'effets particuliers, ces derniers seront inverses de ceux que présentent les liquides visqueux. La résistance (dissipation d'impulsion) a pour cause les tourbillons désordonnés. Dans la couche superficielle la composante normale de la vitesse disparaît. La résistance due à cette « turbulence superficielle à deux dimensions » sera donc plus faible que la turbulence à trois dimensions » : la vitesse d'écoulement sera plus grande à la paroi qu'au centre (*fig.* 2). Nous n'avons pas encore calculé l'importance de cette différence de vitesse mais nous espérons y revenir prochainement.

Les mesures d'écoulement exécutées jusqu'ici ne peuvent servir à une comparaison immédiate avec la théorie : la température a été toujours au-dessus de 1° K, où le caractère de l'écoulement est beaucoup plus complexe. Nous les discuterons dans la seconde partie de cet article.

Seules les mesures à des températures assez basses pourront mettre en évidence les propriétés quantitatives de l'écoulement superfluide.

L'effet particulier des parois solides sur un liquide superfluide se manifeste le plus nettement dans le singulier phénomène de grimpage (creeping) de l'He II. Déjà Kamerlingh Onnes [10 *a*] avait observé que les niveaux de l'He II dans deux récipients s'égalisent même quand ceux-ci ne sont pas reliés par des tubes, mais il n'a pas cherché à expliquer ce phénomène. Plus tard Rollin [21] et [22] a démontré qu'il s'agit de couches superficielles mobiles, grimpant à la paroi et obéissant ainsi à une traction due selon le dispositif expérimental, soit à une évaporation en haut, soit à une couche descendant de l'autre côté (siphon).

Ce phénomène rappelle immédiatement l'image dynamique des phénomènes capillaires développée par Guye (*Cf.* par exemple, *Handb. d. Phys.*, VII, p. 370) : l'ascension d'un liquide à une paroi qu'elle mouille partout, peut être considérée comme un équilibre dynamique entre le « grimpage » et l'évaporation au bout de la paroi. La vitesse de ce processus est déterminée par la gravité et par la viscosité du liquide. Elle sera négligeable dans les cas ordinaires, mais aura des valeurs considérables pour un liquide superfluide. La vitesse y sera déterminée par la turbulence superficielle au lieu de la viscosité. La tâche

d'une théorie plus détaillée consisterait surtout dans le calcul de cette turbulence.

Les propriétés quantitatives du phénomène de grimpage ont été étudiées récemment par Kikoin et Lasarew [14] et surtout par Daunt et Mendelssohn [7] et [8]. Ces expériences ont été faites aussi à températures au-dessus de 1° K; nous y reviendrons dans la seconde partie.

Notes additionnelles.

I.

(*Cf.* page 167).

Résumons brièvement les traits essentiels de la démonstration de la condensation du gaz parfait de B-E d'après London [19], pour montrer dans quelle mesure il est légitime de l'appliquer au liquide.

Considérons le gaz à volume constant. La fonction de répartition est

$$N_i = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_i - \zeta}{kT}} - 1}, \tag{1}$$

où ζ est le potentiel chimique et se détermine par la relation

$$N = \sum_0^\infty N_i = \sum_i \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_i - \zeta}{kT}} - 1}. \tag{2}$$

Soit $\varepsilon_0 = 0$ le niveau d'énergie le plus bas. On a pour $T = 0 : \zeta = 0$. Pour des températures finies $\zeta = 0$ est un point singulier de (2) et aussi de la somme d'états (« partition function ») du système, et l'on a toujours $\zeta < 0$.

Une « condensation » a lieu dans le cas où il existe déjà une température finie T_0 pour laquelle ζ devient nul. (Plus précisément ζ devient de l'ordre de grandeur de $1/N$ et s'annule par conséquent dans la limite : $N \to \infty$ $V \to \infty$, $N/V = \text{const.}$ Pour les détails du passage à la limite *cf.* London [19]). Les fonctions thermodynamiques du système consistent, dans ce cas, en deux parties analytiquement différentes. On a, en particulier,

pour $0 \leq T \leq T_0$

$$N_{\text{exc}} = N\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}}, \qquad \zeta = 0.$$

pour $T > T_0$

$$N_{\text{exc}} = N, \qquad \zeta < 0,$$

$N_{\text{exc}} = \sum_1^{\infty}{}' N_i$, où la sommation n'est pas étendue au niveau le plus bas. $N_{\text{dég}} = N - N_{\text{exc}}$ atomes sont dégénérés, « condensés », dans l'état le plus bas.

Cette discontinuité se comprend du point de vue mathématique comme conséquence de la singularité de (2) pour $\zeta = 0$. Celle-ci correspond dans le langage de la thermodynamique au fait que les états $\zeta > 0$ deviennent instables à cause de l'existence de la « phase condensée » pour laquelle $\zeta = 0$ (8).

Le cas de la dégénérescence progressive sans discontinuité se présente comme un cas particulier pour lequel $T_0 = 0$.

T_0 peut être déterminé à l'aide de (2), si l'on remplace la somme par une intégrale en admettant pour la densité des niveaux $g(\varepsilon)\,d\varepsilon \sim \varepsilon^{\sigma-1}\,d\varepsilon$. On obtient

$$T_0 \sim \left(\frac{N}{V F_{\sigma-1}}\right)^{\frac{1}{\sigma}}, \tag{3}$$

où

$$F_{\sigma-1} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{z^{\sigma-1}\,dz}{e^z - 1} \qquad \left(z = \frac{\varepsilon}{kT}\right). \tag{4}$$

T_0 est fini, on a une condensation discontinue, si l'intégrale (4) est convergente, c'est-à-dire pour $\sigma > 1$, tandis que l'intégrale est divergente pour $\sigma \leq 1$: alors $T_0 = 0$ et l'on a une dégénérescence progressive sans discontinuité.

On obtient ainsi une discontinuité pour le gaz parfait à trois dimensions ($\sigma = 3/2$) mais non pour le gaz à deux dimensions ($\sigma = 1$).

Il est remarquable que la divergence éventuelle de (4) provient uniquement de la limite inférieure : $z \to 0$, c'est-à-dire $\varepsilon \to 0$. Par conséquent, *l'existence de la discontinuité dépend seulement de la distribution des niveaux d'énergie les plus bas.*

C'est cette circonstance qui permet l'extension de ces résultats au liquide de B-E. Dans l'approximation du paragraphe 3 (indépendance entre l'énergie de Debye et celle des quanta de translation) on introduit pour ces derniers un potentiel chimique ζ.

$\zeta = 0$ correspondra de nouveau à l'état complètement dégénéré et sera un point singulier de la somme d'états. L'énergie ε des quanta sera une certaine fonction de k^2 (par suite de l'isotropie du liquide) et l'on aura pour les *faibles valeurs* de k la formule

$$\varepsilon = \frac{h^2 k^2}{2 m^\star} + \ldots, \tag{5}$$

en négligeant les termes supérieurs. Il est donc raisonnable d'admettre que la répartition des niveaux les plus bas (5) sera la même que dans le cas du gaz parfait à trois dimensions, ce qui implique — comme nous venons de le voir — l'existence d'une température de condensation finie T_0.

Par contre, on ne peut pas discuter les propriétés du système au voisinage de T_0 à l'aide de l'intégrale (4). Dans ce cas les termes supérieurs de la formule (5) du paragraphe 3 sont à considérer (interaction des quanta, « coopérativité » du phénomène) et même la formule (1) de B-E perd sa

(8) L'importance d'une telle singularité a été soulignée dans la théorie de Mayer-Born-Uhlenbeck sur la condensation d'un gaz de van der Waals. Kahn et Uhlenbeck ont insisté aussi sur l'analogie des deux « condensations » [10].

validité. Il n'est pas légitime de rendre compte de l'anomalie λ par un simple choix d'une constante (par exemple $\sigma = 5$) [20] tout en restant dans le cadre d'un problème à un seul corps.

II.

(*Cf.* page 169).

Nous allons montrer que la dissipation des quanta de translation par ondes de Debye n'a pas lieu au premier ordre (interaction d'*un* quantum de translation et d'*un* quantum de Debye). Donnons au quantum de translation la valeur approximative

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2}.$$

Écrivons pour le « rayonnement » d'un quantum de Debye par un atome excité la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie

$$m\vec{v}_1 - m\vec{v}_2 = \frac{\hbar\omega}{V_{\text{son}}}\vec{e},$$

$$\frac{1}{2}mv_1^2 - \frac{1}{2}mv_2^2 = \hbar\omega,$$

où $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$ sont les vitesses du quantum de translation avant et après le processus ($v_1 > v_2$); ω, V_{son} sont fréquence et vitesse du quantum de Debye émis. $\vec{e}$ est un vecteur unité dans la direction d'émission. Ces relations nous donnent

$$\frac{\hbar\omega}{mV_{\text{son}}} = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \geq v_1 - v_2 = \frac{2\hbar\omega}{m(v_1 + v_2)} > \frac{\hbar\omega}{mv_1},$$

et par conséquent

$$v_1 > V_{\text{son}}.$$

Le processus de dissipation a donc lieu en première approximation seulement si la vitesse du quantum de translation est plus grande que celle du son. Mais en moyenne $\bar{v} \sim \sqrt{\frac{kT}{m}}$ est du même ordre de grandeur que la vitesse du son dans l'état *gazeux*, elle est donc toujours *inférieure* à la vitesse du son dans le *liquide* (sauf au point critique, où liquide et gaz se confondent). En particulier pour l'He II, on a $T = 2{,}19°$, donc inférieur au point critique $T_{\text{cr}} = 5°$.

(*A suivre.*)

Manuscrit reçu le 23 octobre 1939.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] J. F. ALLEN et A. D. MISENER, *Nature*, 1938, **141**, p. 243.
[2] J. F. ALLEN et A. D. MISENER, *Proc. Roy. Soc.*, 1939, **172**, p. 467.
[3] E. BAUER, M. MAGAT et M. SURDIN, *J. de Physique*, 1936, **7**, p. 441.
[4] H. BETHE et A. SOMMERFELD, *Handb. d. Phys.*, XXIV-**2**, p. 601.
[5] L. BRILLOUIN, *Raman Jubilee vol.*, 1938, p. 251.
[6] A. EINSTEIN, *Berl. Ber.*, 1925, p. 3.
[7] J. G. DAUNT et K. MENDELSSOHN, *Nature*, **141**, p. 911 et 1938, **142**, p. 475.
[8] J. G. DAUNT et K. MENDELSSOHN, *Proc. Roy. Soc.*, 1939, **170**, p. 423.
[9] J. C. FINDLEY, A. PITT, H. G. SMITH et J. O. WILHELM, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 506.
[10] B. KAHN et G. E. UHLENBECK, *Physica*, 1938, **5**, p. 399.
[10 *a*] H. KAMERLINGH ONNES, *Trans. Farad. Soc.*, 1922, n° **53**, **18**.
[11] P. KAPITZA, *Nature*, 1938, **141**, p. 74.
[12] W. H. KEESOM et A. P. KEESOM, *Physica*, 1935, **2**, p. 557.
[13] W. H. KEESOM et MAC WOOD, *Physica*, 1938, **5**, p. 737.
[14] A. K. KIKOIN et B. S. LASAREW, *Nature*, 1938, **142**, p. 289.
[15] N. KÜRTI et F. SIMON, *Nature*, 1938, **141**, p. 207.
[16] L. LANDAU, *Sow. Phys.*, 1937, **11**, p. 26 et 545.
[17] F. LONDON, *Proc. Roy. Soc.*, A, 1936, **153**, p. 576.
[18] F. LONDON, *Nature*, 1938, **141**, p. 643.
[19] F. LONDON, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 947.
[20] F. LONDON, *Journ. Phys. Chem.*, 1939, **43**, p. 49.
[21] B. V. ROLLIN, *Thesis*, Oxford, 1935.
[22] B. V. ROLLIN et F. SIMON, *Physica*, 1939, **6**, p. 219.
[23] Second Report on Viscosity, Amsterdam 1938. EYRING et collab., *J. Chem. Phys.*, 1936, **4**, p. 283 et 1937, **5**, p. 726.
[24] F. SIMON, *Nature*, 1934, **133**, p. 529; *Z. f. Phys.*, 1923, **16**, p. 197.
[25] E. TELLER et J. A. WHEELER, *Phys. Rev.*, 1938, **53**, p. 778.
[26] L. TISZA, *Nature*, 1938, **141**, p. 913.
[27] L. TISZA, *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **207**, p. 1035 et 1186.

LES GERBES AU POINT DE VUE EXPÉRIMENTAL

Par Pierre AUGER.
École Normale Supérieure. Paris.

Sommaire. — La production des gerbes et leurs caractères principaux sont examinés, en rapport avec les théories de l'interaction des rayonnements de grande énergie avec la matière.

Introduction. — Le premier, D. Skobelzyn [1] observa en 1929 le passage simultané de deux ou plusieurs particules du rayonnement cosmique dans ses appareils. On sait comment cette observation fut complétée et développée par de nombreux physiciens, qui montrèrent l'existence de véritables gerbes (showers) de particules ionisantes dans le rayonnement cosmique. Ces recherches furent faites par la méthode des compteurs en coïncidence (Rossi, 1933) [2] par celle de la chambre de Wilson commandée par compteurs (Blackett, 1933) [3] et par la méthode de la chambre d'ionisation.

Suivant l'usage commun, nous appellerons gerbes sout ensemble de particules ionisantes traversant timultanément les appareils, à partir de deux. En réalité, dans les groupes de deux particules, il y a aussi les ensembles formés d'une particule supposée primaire et d'une particule secondaire, produite par choc par exemple; ces groupes ne présentent pas la constitution des gerbes mais sont relativement si peu nombreux vis-à-vis des portions de gerbes ne comportant que deux branches qu'en pratique la définition des gerbes donnée ci-dessus est suffisante. Remarquons, de suite, que l'association de particules dans le temps et l'espace que nous appellerons « cohérence » est le meilleur critérium que nous possédions pour caractériser leur nature secondaire. Bien entendu, les corpuscules primaires, qui donnent naissance au groupe, peuvent aussi faire partie de la gerbe.

Appareils détecteurs des gerbes. — Dans le cas des compteurs, on utilisera un arrangement tel qu'il faille au moins deux trajectoires ionisantes pour les déclencher; il faut généralement trois compteurs non dans un même plan, mais des arrangements à deux, et aussi quatre, cinq et plus ont été souvent employés. Dans le cas de l'emploi d'une chambre à détentes, on comptera comme clichés de gerbes ceux qui portent deux ou plus de deux trajectoires certainement contemporaines. La précision avec laquelle sont évaluées les simultanéités est appelée pouvoir séparateur des appareils. Dans le cas des compteurs, on peut atteindre des pouvoirs séparateurs de 10^{-6} sec. Dans le cas des chambres de Wilson, deux trajectoires dont les passages sont séparés par quelques millièmes de seconde ne peuvent généralement pas être distinguées; cependant, si trois trajectoires ou plus sont présentes, la probabilité de leur origine commune devient grande. Lorsque ces chambres sont commandées par des systèmes de compteurs détecteurs de gerbes, le pouvoir séparateur est celui du système de commande. Enfin, dans le cas des chambres d'ionisation, celles-ci ne sont sensibles qu'à des groupes très nombreux.

Une des principales difficultés de l'interprétation des résultats expérimentaux provient de la façon dont intervient la disposition géométrique des appareils, produisant des sélections difficiles à prévoir parmi les phénomènes à détecter. Dans bien des cas, des travaux expérimentaux certainement faits avec le plus grand soin sont inutilisables à cause des dispositions géométriques trop compliquées ou trop différentes de celles des autres auteurs sans raison suffisante.

Résultats généraux. — La production des gerbes dans des écrans de métaux lourds interposés sur le passage des particules du rayonnement cosmique a donné lieu à de nombreuses études et peut être caractérisée par la courbe de Rossi, donnant la variation du nombre de gerbes en fonction de l'épaisseur de l'écran. Les principales particularités de cette courbe ainsi que les caractères des clichés de détente des gerbes ont pu être expliqués par la théorie des gerbes en cascade; un certain nombre de points restent cependant douteux ou inexpliqués. Nous allons indiquer quelle constitution cette théorie prévoit pour les gerbes, comment elle s'applique aux expériences, puis nous ferons une revue des points controversés.

Gerbes cascades. — On sait que les calculs de différents théoriciens, Heitler, Bhabha et Heitler [4], Bhabha [5], Carlson et Oppenheimer [6], ont conduit à prévoir les effets combinés du freinage avec radiation des particules chargées dans la matière et de la matérialisation ou création de paires par les photons résultant de ces freinages. Les résultats peuvent se schématiser assez aisément en utilisant quelques notations spéciales. On désigne par X_0 le trajet parcouru par un électron de grande énergie

dans une matière donnée jusqu'à ce qu'il ait perdu la moitié de son énergie initiale par freinage. E_c désigne l'énergie cinétique au-dessous de laquelle les processus de freinage deviennent moins importants que la perte par ionisation, dans une matière donnée. Nous mesurerons l'épaisseur l des matières traversées en unités X_0, et désignerons par y le logarithme naturel du rapport des énergies de l'électron à l'entrée et à la sortie de l'écran. Les calculs dont nous avons parlé permettent d'évaluer le nombre d'électrons d'énergie E (des deux signes naturellement) sortant d'un écran d'épaisseur l, lorsqu'un électron d'énergie $E\,e^y$ y pénètre. Pour des écrans assez épais, E est pratiquement égale à E_c. On voit alors comment une gerbe se produit à partir de cet électron, se développe, c'est-à-dire que ses branches augmentent en nombre, tandis que leur énergie moyennent décroît. Elle passe par un maximum de complexité, et est ensuite progressivement absorbée. L'énergie des branches de la gerbe décroissant, un nombre de plus en plus grand des électrons tombe au-dessous de l'énergie critique, et est éliminé du processus de cascade : une vieille gerbe qui a traversé par exemple un écran de $l = 10$, si l'énergie initiale correspondant à $y = 4$ se compose surtout d'électrons « morts », c'est-à-dire ne produisant plus que de l'ionisation. Le parcours des électrons d'énergie critique est de l'ordre de grandeur d'une unité X_0. Enfin, la divergence des branches des gerbes a été évaluée par Euler [7] et par Arley, en tenant compte des effets très importants de la diffusion, et leur calcul montre que, à cause du parcours réduit des électrons morts et de l'émission des électrons de la plus grande énergie sous les plus petits angles, le diamètre total de la gerbe dans une matière donnée reste toujours bien inférieur à une unité X_0.

Un point très important est celui des fluctuations autour des valeurs moyennes données par les calculs (Furry [9], Arley [8]). Ainsi, les nombres des branches d'une gerbe produite dans des conditions déterminées peut varier de ΔN autour de la valeur calculée N. La grandeur de $\frac{\Delta N}{N}$ n'est pas donnée par la formule de Poisson, mais est intermédiaire entre $\frac{1}{\sqrt{N}}$ et 1. De même, l'énergie des électrons des gerbes est très largement répartie et la probabilité de la présence d'un électron d'énergie élevée par exemple dans une gerbe déjà vieille n'est pas toujours négligeable. Les fluctuations de la répartition dans l'espace des branches des gerbes est également très grande; nous en verrons un exemple tout à l'heure.

Accord avec l'expérience. — Les gerbes observées et étudiées au niveau de la mer sont presque toutes des gerbes produites par le groupe mou, c'est-à-dire par des électrons et des photons d'énergie supérieure à l'énergie critique pour la substance étudiée, contenues dans ce groupe. Ces gerbes ont une constitution en excellent accord avec les résultats de calcul résumés plus haut, voici quelques exemples de cet accord :

— Constitution des gerbes par des électrons positifs et négatifs en nombre comparable, et par des photons d'énergie moyenne égale.

— Formation des gerbes en « cascade » par processus successifs de freinage et de matérialisation, origine locale des gerbes à partir d'un électron ou d'un photon de grande énergie. Cette formation est rendue évidente par les clichés de détente de divers auteurs parmi lesquels Stevenson et Street [10], Auger et Ehrenfest [11], Fussell [12] (*fig.* 1).

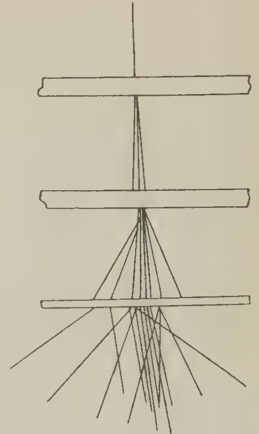


Fig. 1.
Cascade (schématique).

— Existence d'électrons « morts », les électrons au-dessous d'une certaine énergie ne créent plus de gerbes et sont rapidement absorbés. Les électrons émis sous de grands angles sont de cette catégorie, et les électrons rassemblés dans le faisceau central étroit de la gerbe emportent la majeure partie de l'énergie (*fig.* 2).

— Diamètre des gerbes dans les différents éléments; les volumes d'où divergent les gerbes provenant du plomb sont de l'ordre de quelques millimètres cubes, c'est-à-dire bien inférieurs à X_0^3. Le diamètre des gerbes dans l'air peut être très grand, quoique toujours bien inférieur à X_0 qui est égal à 300 m dans ce cas. On doit se représenter une gerbe locale à l'intérieur du plomb comme une colonne large de peu de millimètres, dont les branches divergentes sont très courtes et s'épanouissent soudain lorsque la gerbe arrive à l'air (*fig.* 3).

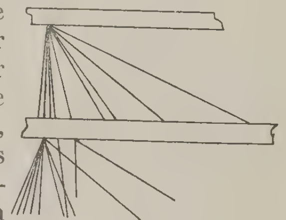


Fig. 2.
Cascade (schématique).

— Les angles de divergence observés avec des compteurs ou dans les chambres de Wilson sont en accord avec les calculs, un cône de 20° environ d'angle au sommet contenant la moitié des branches (courbe 4).

— La position du maximum de la courbe de Rossi dans le plomb correspondant au développement maximum des gerbes moyennes se place vers $l = 4$, ce qui correspond à des gerbes de plus de trois ou quatre branches, produites par des électrons de quelques 10^8 eV.

— Déplacement de ce maximum lorsque l'on

exige des gerbes de plus en plus fournies, déclenchant des compteurs plus nombreux (courbe 5).

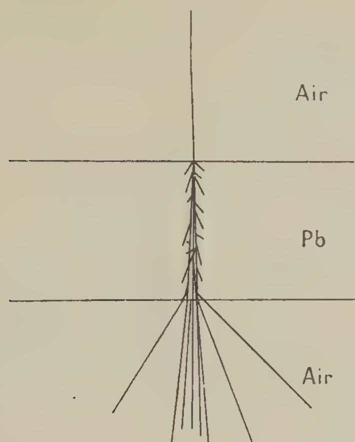


Fig. 3. — Passage d'un « rayon » à travers une plaque de plomb (schématique).

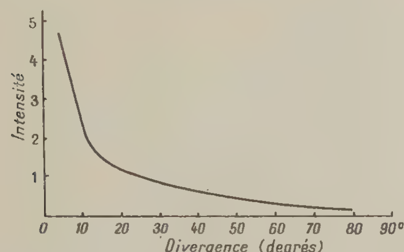


Fig. 4. — Courbe de divergence des branches des gerbes.

Ce maximum se produit pour des épaisseurs beaucoup plus grandes si l'on sélectionne des gerbes de plusieurs centaines de branches, correspondant à des chocs d'ionisation (courbes 6).

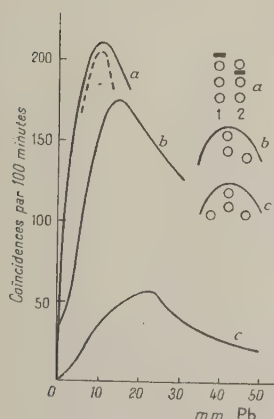


Fig. 5. — Déplacement du maximum de la courbe de Rossi avec le nombre des compteurs.

— Déplacement du maximum de la courbe de Rossi suivant le numéro atomique des éléments formant l'écran (courbes 7).

— Explication des effets de transition par les valeurs différentes de l'énergie critique dans les différents éléments.

— Parallélisme du nombre des gerbes et de l'abondance du groupe mou dans la variation en altitude et en latitude (Auger et Leprince-Ringuet [13], Rossi et Benedetti [14]).

— Identité de forme de la courbe de Rossi obtenue au niveau de la mer ou à 3 500 m d'altitude, provenant du fait que les électrons du groupe mou

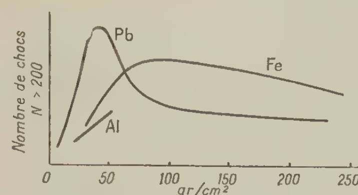


Fig. 6. — Courbes de production de chocs d'après Nie.

étant en majeure partie à ces niveaux des électrons de décomposition des mésons ont une répartition spectrale voisine (Auger et collaborateurs). C'est seulement à des altitudes encore bien supérieures que la courbe devrait présenter un maximum nettement déplacé.

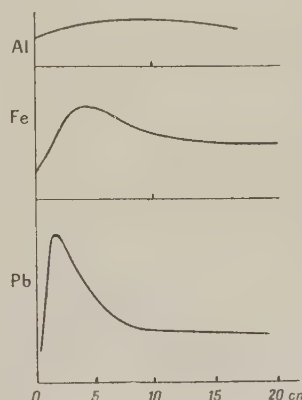


Fig. 7. — Courbes de Rossi pour divers éléments d'après Morgan et Nielsen.

Gerbes produites par les mésons. — La question n'est pas aussi claire dans le cas des gerbes produites par les corpuscules du groupe dur. A notre avis, c'est à ces gerbes qu'il faut attribuer le long palier qui suit la décroissance après le maximum dans la courbe de Rossi, c'est-à-dire les gerbes apparaissant sous des écrans de plomb de plus de 10 cm ($l = 20$) d'épaisseur. Il faudrait déjà des électrons de 10^{10} eV pour produire des gerbes traversant cette épaisseur. D'ailleurs, si l'on opère sous des écrans préliminaires suffisants pour absorber les électrons du groupe mou (par exemple, sous quelques mètres du sol), on n'observe (à part un petit effet de transition) que ces gerbes produites par le groupe dur (Alocco, Auger et collaborateurs, Follett et Crawshaw). Les courbes des gerbes obtenues dans ces conditions (fig. 8, courbe à 75 m) montrent un simple effet de saturation, prouvant leur origine à partir d'une composante pénétrante. La pénétration moyenne des gerbes

déduite de la valeur de l'épaisseur de l'écran saturant est de l'ordre de 10 mm de plomb, c'est-à-dire que leur énergie est assez faible, inférieure à celle des gerbes du groupe mou. Un trait remarquable est que des écrans de même densité totale sont à peu près équivalents, même si leurs éléments constituants ont des numéros atomiques très différents (Pb, Al).

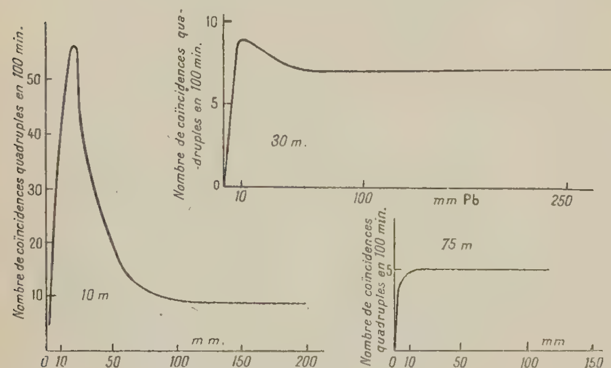


Fig. 8. — Courbes de gerbes (à quatre compteurs) pour des laboratoires situés sous des écrans d'air et de sol équivalents à 10, 30, 75 m d'eau. Écrans de plomb.

Enfin, la divergence des branches des gerbes est du même ordre que celle des gerbes du groupe mou, comme l'étude de la décohérence de ces branches avec la distance le montre (Auger et Grivet-Meyer).

Tout ceci fait penser qu'il s'agit de véritables gerbes cascades, ayant pour origine des électrons auxquels des mésons du groupe dur ont communiqué par choc une énergie suffisante. La théorie de ces gerbes « tertiaires » a été esquissée par Bhabha, qui a donné le nombre d'électrons accompagnant en moyenne un méson dans le plomb ou dans l'eau. Le nombre 10 pour 100 pour des énergies de 10^{10} eV, est en raisonnable accord avec les mesures du nombre d'électrons en équilibre avec les mésons sous des écrans de plomb d'eau ou de sol (Ehmert [15], Auger et collaborateurs, Wilson [16]). Si cette explication est correcte, les mesures faites sous des écrans de sol croissants montrant une augmentation du nombre de gerbes relativement au nombre de particules dures devront faire conclure à une augmentation de l'énergie moyenne de celles-ci, peut-être par suite d'un processus de filtration.

Fig. 9.
Courbes d'après Schwegler.

Nous pensons que la courbe de gerbes obtenue par Schwegler [17] est identique à celles obtenues en sous-sol et montre la même saturation en secondaires; le rayon qui vient exciter le troisième compteur à travers le bloc de plomb n'est pas un secondaire pénétrant mais bien le méson incident, ou un de ses effets secondaires locaux (*fig.* et courbes 9).

Second maximum de la courbe de Rossi. — Ceci nous conduit à examiner la question de la seconde bosse de la courbe de Rossi. Ce second maximum, signalé par Ackermann et Hummel, puis par de nombreux auteurs, se placerait vers 18 cm d'épaisseur de l'écran de plomb, et consisterait en une croissance assez soudaine du nombre de gerbes suivi d'une décroissance également assez rapide. Les expériences n'ont généralement pas été poussées assez loin pour que la suite de la courbe au delà de 250 g/cm² soit connue. En même temps, d'autres auteurs, parmi lesquels nous-même, ont publié des courbes de Rossi sur lesquelles on ne peut trouver,

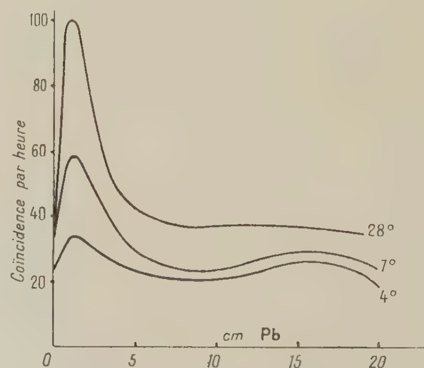
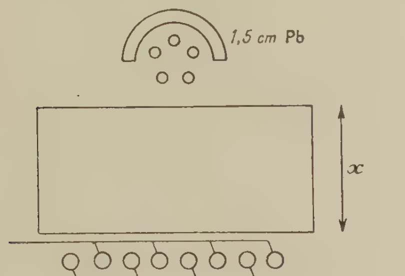


Fig. 10. — Courbes de Rossi pour des gerbes de divergence différente d'après Schmeiser et Bothe.

malgré de nombreuses expériences, d'indication suffisamment nette de ce second maximum. Récemment, Schmeiser et Bothe [18] ont annoncé que si l'on sélectionne les gerbes de très petit angle (7° ou moins encore) les courbes obtenues montrent un second maximum beaucoup plus marqué relativement au premier que sur les courbes des gerbes de grand angle (courbes 10). Ils ont retrouvé ces résultats dans des sous-sols, confirmant l'attribution de ce second type d'effets secondaires aux particules pénétrantes. L'explication qu'ils proposent de ces phénomènes repose sur la production par les mésons du groupe dur de gerbes de petit angle composées d'un petit nombre de mésons secondaires de faible énergie, dont le parcours serait de l'ordre de 18 cm de plomb. Ces mésons secondaires produiraient des gerbes d'électrons tertiaires de très faible énergie, par désintégration par exemple. Ils pensent avoir mis en évidence des mésons « lents » dans des clichés de chambre à détente (Maier-Leibnitz).

Cet ensemble d'expériences et d'interprétations rencontre de grosses difficultés. Tout d'abord, comme l'ai signalé, plusieurs auteurs ne retrouvent pas

les résultats de Schmeiser et Bothe (Morgan et Nielsen, Rossi, et nous-même, malgré un dispositif sensible aux gerbes de petit angle, Clay, etc. [25]) relatifs à l'accroissement d'importance de la seconde bosse et même à son existence. Ensuite, la courbe d'absorption des branches de ces gerbes « dures » donnée par Schmeiser et Bothe est explicable sans recourir à



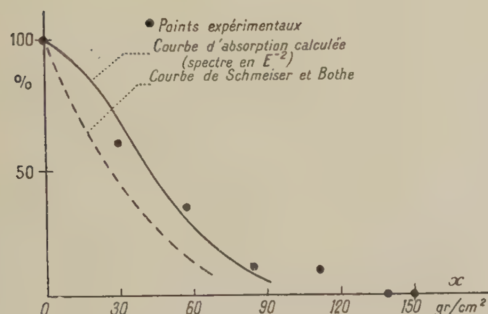


Fig. 11. — Expérience de Janossy sur la production de mésons dans les gerbes.

des mésons secondaires si l'on tient compte du parcours maximum des électrons de grande énergie dans le plomb (courbe 12). Il suffit de considérer que la partie des gerbes cascades qui est émise dans ce prolongement du rayon initial (électron de choc ou de décomposition d'un méson) contient des électrons de plus grande énergie que la partie émise sous des angles plus grands. D'ailleurs, les gerbes du premier maximum montrent le même effet de durcissement lorsque l'on sélectionne les gerbes de petits angles (courbe 12).

Enfin, ce qui nous semble le plus inadéquat, c'est l'explication même de l'existence d'un maximum par cette production de mésons secondaires. On conçoit bien, en effet, comment une croissance peut se produire jusqu'à l'épaisseur correspondant grossièrement au parcours des secondaires, mais la décroissance ultérieure ne peut provenir que de l'absorption des primaires, ici les mésons du groupe dur. Or, la situation du maximum ne correspond pas du tout à l'absorption directement mesurée des branches de gerbes (qui est pratiquement complète après 6 cm de Pb) et la décroissance après ce maximum est beaucoup trop rapide pour être due à l'absorption des mésons du groupe dur.

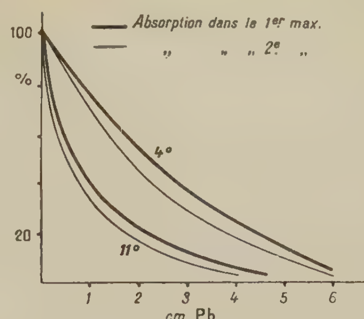


Fig. 12. — Absorption de branches de gerbes dans le plomb pour deux divergences moyennes, 4° et 11° (Schmiser et Bothe).

Mésons secondaires. — La question de l'existence de mésons secondaires dans les gerbes est d'ailleurs très importante par elle-même. Si ces particules n'ont qu'une durée courte, elles sont nécessairement créées dans l'atmosphère : est-ce au cours de la formation et du développement des gerbes atmosphériques dues aux électrons primaires que les mésons apparaissent en très petit pourcentage vis-à-vis des électrons, ou faut-il leur assigner une origine différente, par exemple les rattacher à une composante primaire de protons (Johnson [19]). Si l'on peut prouver l'apparition de mésons dans des gerbes locales, il y aura de grandes chances qu'ils soient produits par des électrons ou des photons. Comme nous l'avons signalé au début, le seul critérium assuré serait la cohérence de plusieurs mésons (un méson parmi les branches d'une gerbe d'électrons, fait déjà observé, ne suffit pas, puisqu'il peut être lui-même le générateur de cette gerbe). Malheureusement, la distinction entre mésons et électrons est difficile lorsqu'ils ne sont pas très lents, et repose uniquement jusqu'ici sur la faible capacité des premiers à produire des gerbes. Des clichés de chambre à détente ont été présentés comme montrant des gerbes de mésons (Fussell) : ils semblent se rattacher à une catégorie spéciale de gerbes dites « explosives » dont nous dirons un mot plus tard. On ne peut dire qu'un seul cliché montrant avec certitude la création de mésons secondaires dans le sein d'une gerbe cascade existe jusqu'ici; d'ailleurs, les chances d'en obtenir un assez caractéristique sont très faibles si l'on considère qu'il faut sans doute des photons ou électrons de très haute énergie, rares dans la basse atmosphère. D'autre part, le pourcentage de mésons peut être de l'ordre de 1 pour 100, ce qui les rend pratiquement indistinguables des électrons qui les accompagnent de très près s'ils se trouvent créés dans une gerbe.

Des expériences avec compteurs ont été faites

pour tenter de mettre en évidence la production secondaire de particules pénétrantes par des montages analogues à ceux employés pour la mise en évidence des particules secondaires molles. Ainsi, avec des compteurs dans un même plan vertical séparés par de grandes épaisseurs de pomb, l'augmentation due à l'adjonction d'une faible épaisseur (2 cm) au-dessus semble devoir être attribuée à la production de particules pénétrantes à partir d'une composante neutre et peu pénétrante. Cet effet a été trouvé à grande altitude (8 000 m) par Schein et Wilson [20] avec un écran de 2 cm (*fig.* 13). Un effet analogue avait été observé par Kulenkampff [21] (1935) au niveau de la mer en disposant des écrans soit entre les compteurs, soit au-dessus : il concluait à la production de particules ionisantes d'un parcours de 35 cm dans le fer à partir de rayons neutres. Quoique ces expériences soient encore assez isolées, on peut considérer qu'elles donnent un fort appui à l'hypothèse de la production secondaire des mésons.

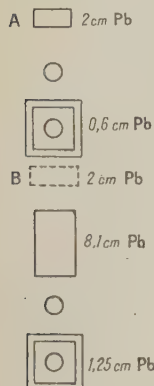


Fig. 13. — Appareil de Schein et Wilson.
Avec le plomb en A, 11,0 ± 0,9 chocs.
Avec le plomb en B, 5,2 ± 0,6 chocs à l'altit. de 8 000 m.

Des expériences faites avec des compteurs non dans un plan, avec des écrans de plomb d'épaisseur croissante interposés sur le passage des rayons de gerbes ont donné à Janossy [22] (au niveau de la mer) un résultat absolument négatif (*fig.* 11), c'est-à-dire que l'absorption était en accord avec l'hypothèse de la nature exclusivement électronique des branches des gerbes (conformément à nos conclusions précédentes). Ce résultat négatif peut être dû au fait qu'au niveau de la mer les photons et électrons d'énergie suffisante pour créer des mésons sont présents en trop petit nombre.

Gerbes atmosphériques. — Un argument en faveur de la production secondaire des mésons par les photons ou électrons de grande énergie peut être trouvé dans la constitution des grandes gerbes atmosphériques. L'étude des coïncidences entre compteurs placés à une grande distance horizontale les uns des autres m'a conduit avec mes collaborateurs à montrer l'existence de très grandes gerbes se développant à travers l'atmosphère tout entière à partir d'une particule initiale, probablement électronique (Auger et collaborateurs [23]). Si la théorie des cascades est appliquée à ces gerbes qui se développent dans un milieu homogène, il semble d'après Euler, que le diamètre du cylindre contenant la moitié des particules dans l'air normal ne doive pas dépasser 20 m, c'est-à-dire qu'à des distances de plus de 50 m les chances d'observer une coïncidence seraient nulles. Or, nous avons pu montrer que les coïncidences persistent jusqu'à 300 m au moins, tout en décroissant lentement (environ de moitié entre 150 et 300 m) (Auger et Maze, courbe 14).

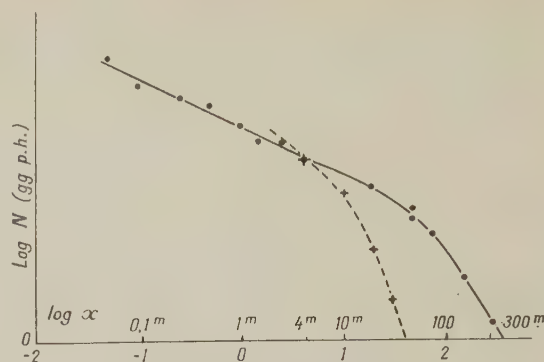


Fig. 14. — Décroissance du nombre N des gerbes atmosphériques avec l'écartement X des compteurs. Coordonnées logarithmiques (--- calcul.)

Une des explications possibles de cette grande extension des gerbes pourrait être trouvée dans la production, surtout en haute altitude, d'une faible proportion de mésons parmi les électrons. Ces mésons pourraient s'écarter notablement du centre de la gerbe grâce à leur pouvoir pénétrant élevé, et seraient alors accompagnés de 30 pour 100 d'électrons produits par choc, désintégration spontanée et gerbes cascades ultérieures.

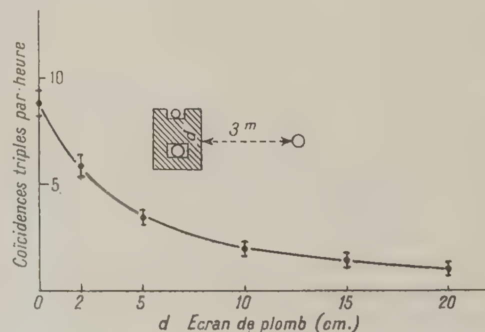


Fig. 15. — Absorption des branches ou groupes de branches des gerbes atmosphériques par le plomb.

D'autre part, l'étude du pouvoir pénétrant des branches de ces gerbes atmosphériques nous a donné une courbe d'absorption dans le plomb intermédiaire entre celle obtenue par divers auteurs pour les branches de gerbes locales et celle du rayonnement cosmique libre (courbe 15). En particulier, une portion très pénétrante paraît subsister au delà d'écrans de plomb de plus de 20 cm ce qui serait difficile à concilier avec une nature électronique, même en considérant la cohérence des trajectoires des électrons de grande énergie dans ces gerbes, qui leur donne un pouvoir pénétrant apparent très

grand. Le nombre de mésons nécessaires pour expliquer ce prolongement des courbes d'absorption serait faible, de l'ordre de quelques pour cent des électrons. Cependant, une étude systématique à la chambre de Wilson de ces portions pénétrantes des grandes gerbes n'a pas permis jusqu'ici de mettre en évidence ces mésons, s'ils existent. La partie principale de la portion pénétrante des grandes gerbes est certainement constituée par des électrons et photons de très grande énergie (10^{12} eV).

En dehors de ces points spéciaux, les grandes gerbes atmosphériques peuvent être considérées comme fournissant une excellente vérification de la théorie des gerbes en cascade, et montrent que le spectre d'énergie des électrons primaires du rayonnement cosmique s'étend au delà de 10^{15} eV. La forme de la distribution spectrale intégrale est sans doute voisine de celle en E^{-2} trouvée pour les particules pénétrantes (Ehmert [15]), ce qui serait aussi un argument en faveur d'une relation d'origine.

Explosions nucléaires. — Il est maintenant bien connu que des désintégrations nucléaires ont lieu sous l'influence des rayons cosmiques. La théorie de l'évaporation, de Bohr, prévoit le départ d'un certain nombre de particules lourdes, protons et neutrons, avec des énergies modérées de l'ordre de quelques millions à quelques centaines de millions d'électron-volts. Ces explosions nucléaires ont été mises en évidence par la méthode des détentes et celle des plaques photographiques. Elles sont certainement souvent associées à des gerbes cascades, et la croissance du nombre de ces effets avec l'altitude indique une liaison étroite avec le groupe mou, c'est-à-dire les électrons et photons. Nous avons également trouvé que, dans la partie pénétrante des grandes gerbes, qui contient des électrons et photons d'énergie très élevée, les trajectoires de protons relativement lents et fortement ionisants étaient fréquentes, de cinq à dix fois plus fréquentes que si l'on ne fait pas de sélection particulière de la portion pénétrante. Il est donc à prévoir que de nombreuses désintégrations nucléaires doivent se produire en haute altitude dans le cours du développement des gerbes atmosphériques et amener la formation des protons de faible parcours et de neutrons de parcours beaucoup plus long. C'est sans doute l'origine des neutrons que différents expérimentateurs (Fünfer, v. Halban, Korff) ont mis en évidence en haute altitude.

Gerbes explosives. — Ces évaporations nucléaires sont caractérisées par l'émission de particules lourdes d'énergie modérée dans toutes les directions. Heisenberg [24] a prévu théoriquement la production par les mésons (et aussi par d'autres particules) de véritables gerbes explosives, provenant d'un seul passage de la particule initiale dans le champ d'un noyau, et contenant presque uniquement des mésons. La répartition angulaire serait plus étroite que chez les cascades, au moins pour des gerbes de grande énergie totale. Les preuves expérimentales de l'existence de ce type de gerbe ne sont pas encore actuellement très nombreuses ni très sûres. Ainsi, les photographies de gerbes prises avec la chambre de Wilson sont presque toutes interprétables par la théorie des cascades : par exemple, Fussell indique (d'après Euler-Heisenberg) que, sur 900 gerbes, il n'en a trouvé que 3 qui soient franchement différentes et sur lesquelles la nature mésonique des branches (au moins de la plupart des branches) soit assurée (*fig.* 16). Il faut dire que c'est sur le critérium du

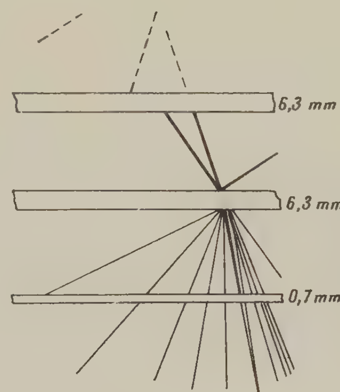


Fig. 16. — Dessin schématique d'une gerbe explosive obtenue par Fussell.

passage à travers des écrans de plomb sans faire des gerbes que se base cette distinction entre électrons et mésons. D'autre part, la répartition angulaire est large et non étroite. Un rayon ionisant qui traverse plusieurs millimètres de plomb sans faire de gerbes a seulement de fortes chances d'être un méson (ou un proton) et ce n'est que parce que sur le même cliché plusieurs rayons de la gerbe présentent ce caractère négatif que l'hypothèse de Heisenberg peut être appliquée ici.

En tout cas, ces gerbes explosives sont relativement rares, ce qui explique que des expériences comme celle de Janossy ne les aient pas mis en évidence. C'est en réalité dans les chocs d'ionisation que la plus solide indication du rôle joué par les gerbes explosives peut être trouvée. Si la courbe de fréquence des chocs, c'est-à-dire des ensembles simultanés de particules chargées ionisant plus que N électrons (200 par exemple) suit une courbe du type courbe de Rossi avec un maximum situé là où la théorie des cascades le prévoit pour des gerbes de N particules, la « queue » de cette courbe pour les grandes épaisseurs d'écran (plus de 25 cm de plomb) exige l'intervention de la composante pénétrante, comme pour les gerbes ordinaires (courbe 6). Heisenberg voit, dans le nombre relativement plus

grand de ces chocs sous grandes épaisseurs pour les éléments légers que pour le plomb (à épaisseur équivalente en masse), un des meilleurs arguments en faveur de la nature explosive de ces chocs. Remarquons que les courbes n'ont pas été poussées assez loin pour les éléments légers comme Fe et Al pour que l'on puisse être sûr que la décroissance après maximum est terminée (*fig.* 6); les maxima sont très aplatis pour ces éléments; conformément à la théorie des cascades. Personnellement, il me paraît que le rôle attribué aux cascades par Heisenberg, dans ces chocs, est beaucoup plus petit, si l'on réfléchit à la difficulté qu'il y a eu à obtenir un très petit nombre de clichés Wilson de gerbes explosives à peu près certaines.

En conclusion, la théorie des cascades donne l'explication de presque tous les effets de gerbes; la preuve expérimentale de la production de mésons soit dans les gerbes cascades, soit dans les gerbes explosives ne me paraît pas encore avoir été donnée d'une façon catégorique; cependant, plusieurs expériences ne sont guère explicables sans cette hypothèse.

Ce texte était destiné à former l'essentiel d'un rapport au Congrès Solvay qui devait avoir lieu à Bruxelles en octobre 1939.

Manuscrit reçu le 11 octobre 1939.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] D. Skobelzyn, *Zeit. für Physik*, 1928, **54**, p. 686; D. Skobelzyn et P. Auger. *C. R. Acad. Sc.*, 1928, **189**, p. 55.
[2] B. Rossi, *Zeit. für Physik*, 1933, **82**, p. 151.
[3] Blackett et Occhialini, *Proc. Roy. Soc.*, 1933, **139**, p. 699.
[4] Bhabha et Heitler, *Proc. Roy. Soc.*, 1937, **159**, p. 432.
[5] Bhabha, *Proc. Roy. Soc.*, 1938, **166**, p. 501.
[6] Carlson et Oppenheimer, *Phys. Rev.*, 1937, **51**, p. 220.
[7] Euler, *Phys. Zeit.*, 1937, **38**, p. 943; *Naturwiss.*, 1938, **26**, p. 389.
[8] Arley, *Proc. Roy. Soc.*, 1938, **168**, p. 519.
[9] Furry, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 569.
[10] Stevenson et Street, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, p. 1003.
[11] Auger et Ehrenfest, *J. de Physique*, 1937, **8**, p. 204.
[12] Fussell, non publié à ma connaissance.
[13] Auger et Leprince-Ringuet, *C. R. Acad. Sc.*, 1934, **199**, p. 785; Auger, Ehrenfest et Leprince-Ringuet *J. de Physique*, 1936, **2**, p. 58.
[14] Rossi et Benedetti, *Ricerc. Scient.*, 1934, **5**.
[15] Ehmert, *Zeit. für Physik*, 1937, **106**, p. 751.
[16] Wilson, *Phys. Rev.*, 1938, **53**, p. 337.
[17] Schwegler, *Zeit. für Physik*, 1935, **96**, p. 62.
[18] Schmeiser et Bothe, *Ann. der Physik*, 1938, **32**, p. 161.
[19] Johnson et Barry, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 503.
[20] Schein et Wilson, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 304.
[21] Kulenkampff, *Zeit. für Techn. Phys.*, 1935, **16**, p. 391.
[22] Janossy, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1938, **34**, p. 614.
[23] Auger, Maze, Ehrenfest et Frion, *J. de Physique*, 1939, **10**, p. 39.
[24] Heisenberg, *Zeit. für Physik*, 1936, **101**, p. 533; *Ann. Phys.*, 1938, **37**, p. 20.
[25] Diverses communications faites au *Chicago Symposium on Cosmic Rays*, 1939.

L'EFFET RAMAN DANS LES GAZ A LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE. II

Par J. CABANNES,
Faculté des Sciences de Paris
et A. ROUSSET,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

3. **Description et justification du montage adopté pour la mesure du facteur de dépolarisation** (*fig.* 2). — Pour une mesure correcte du facteur de dépolarisation, le faisceau incident et le rayon diffusé doivent être parfaitement définis l'un par rapport à l'autre. Nous ne pouvions donc pas revenir aux montages très lumineux utilisés avant nous pour l'étude des gaz, où la source de lumière est simplement placée tout contre le tube à gaz.

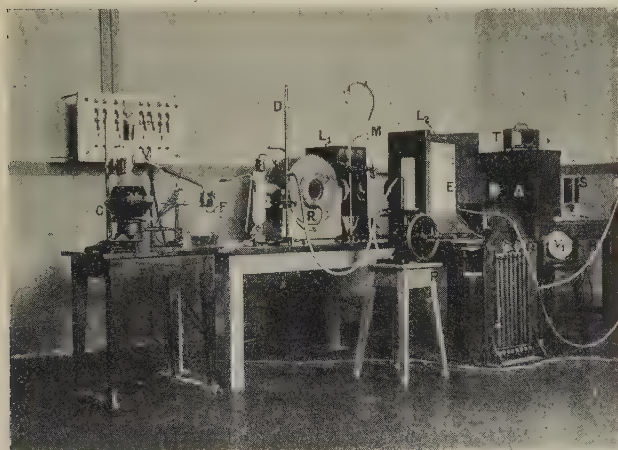


Fig. 2.

Nous avons projeté la source dans le gaz diffusant sans nous limiter, il est vrai, à un faisceau de petite ouverture; mais la correction de convergence pouvait être facilement évaluée.

Deux lampes à vapeur de mercure en quartz L_1 et L_2 sont placées, tube horizontal, de part et d'autre du récipient R qui contient le gaz diffusant. La longueur utile du tube est limitée à 6 cm environ par un diaphragme placé contre la lampe. Pour assurer la stabilité de l'arc, nous l'avons refroidi par un courant d'air ascendant, produit par des ouvertures ménagées haut et bas dans les boîtes en carton d'amiante qui renferment chacune des lampes.

Le filet lumineux est projeté en vraie grandeur avec un condenseur à deux lentilles asphériques dont le diamètre utile et la distance focale font 130 mm.

Disposant de spectrographes très lumineux, nous avons pu envisager l'étude des gaz sous la pression normale, sans chercher à les comprimer, ce qui simplifiait l'expérience. Mais il devenait alors nécessaire d'éliminer complètement toute lumière parasite par suite de la faible diffusion Raman et de la petite dispersion de nos spectrographes. Nous y sommes arrivés en étudiant les gaz dans un récipient de dimensions assez grandes et de forme appropriée. Mais il a fallu couper aussi, avec des filtres colorés interposés sur le faisceau primaire, le spectre continu émis par la lampe dans la région où l'on attend les raies Raman. Ce fond continu, diffusé sans changement de longueur d'onde, prend en effet une importance plus grande, par rapport aux raies Raman, lorsqu'on passe des liquides aux gaz : le rapport de la diffusion Rayleigh à la diffusion Raman devient plusieurs dizaines de fois plus grand.

Le récipient est en fonte (*fig.* 3); ses parois ont 1 cm d'épaisseur. On lui a donné la forme d'un cylindre assez plat dont les bases, distantes de 20 cm, ont 40 cm de diamètre. Ces bases, placées verticalement, portent deux regards R en verre (11 cm de diamètre utile) pour le passage du faisceau primaire. Les regards sont appliqués sur rodage par intermédiaire de caoutchouc et serrés par une collerette de bronze au moyen de six écrous. Les deux tubulures A et B servent l'une de fond noir, l'autre de support pour le regard de verre par où sortira la lumière diffusée (6 cm de diamètre). Dans chacune de ces tubulures s'emboîte intérieurement un tube de carton qui se termine au voisinage immédiat du faisceau primaire; l'avantage d'un tel dispositif a déjà été précisé autrefois par l'un de nous. On évite ainsi que le regard de sortie et les autres pièces optiques que doit traverser le faisceau diffusé ne reçoivent la lumière renvoyée par des surfaces directement éclairées, c'est-à-dire par les condenseurs et les regards R. Nous avons enfin

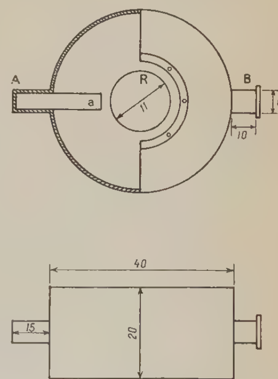


Fig. 3.

tapissé intérieurement le récipient et les tubes de carton avec du papier velours noir. Avec de telles précautions, la trace des faisceaux primaires dans le gaz à étudier brillait sur un fond parfaitement noir.

Ce récipient, d'une capacité de 24 l et pesant environ 40 kg, était posé sur un berceau de bois dur qu'on pouvait déplacer sans effort le long de deux rails (*fig.* 2) par l'intermédiaire de roulements à billes. Le récipient enlevé, les réglages devenaient beaucoup plus faciles.

On projette l'image des faisceaux primaires sur la fente du spectrographe S avec une seule lentille achromatique d'ouverture assez grande ($F = 20$ cm, $D = 7$ cm) pour couvrir la lentille collimatrice. Près de la fente, un polarisateur d'Ahrens, à champ normal [1], monté dans une bonnette mobile à l'intérieur d'un cercle divisé, laisse passer soit la vibration verticale d'intensité I, perpendiculaire au plan de diffusion, soit la vibration horizontale i, parallèle à l'axe des faisceaux primaires.

Avant la mise en place du polariseur, on voit, sur le plan de la fente, l'image des faisceaux primaires entourée d'une auréole lumineuse qui est l'image de l'extrémité a du tube A. Il faut absolument éviter que la lumière qui vient former cette auréole ne soit diffusée à l'intérieur du polariseur et n'atteigne ainsi la fente du spectrographe. Aussi, avons-nous placé le polariseur assez près de la fente pour pouvoir le faire précéder d'un diaphragme circulaire qui arrête les rayons venant du bord a.

Les réglages doivent être faits avec soin. On commence par orienter verticalement, avec un



Fig. 4.

niveau à bulle d'air, l'arête du prisme et la fente du spectrographe. On poursuit l'ensemble des réglages par la méthode du « chemin inverse de la lumière » (*fig.* 4). Une forte lampe électrique à ampoule dépolie est installée en S à la place où se forme le spectre de la fente F. On obtient ainsi en O (le récipient R ayant été enlevé) une brillante image de la fente F sur laquelle on va concentrer la lumière des lampes à vapeur de mercure avec les condenseurs C_1 et C_2. Cela fait, il reste à orienter verticalement la section principale du prisme d'Ahrens. On observe la fente F à travers un biréfringent de Wollaston W et l'on amène les deux images dans le prolongement l'une de l'autre. On fait ensuite tourner le prisme d'Ahrens de manière à éteindre une des deux images. Pour ne pas être gêné par la lumière qui vient de l'autre image, il est bon de l'éteindre avec un nicol supplémentaire N. Les réglages faits, on enlève les polariseurs N et W et l'on remet en place le récipient R.

[1] Ce prisme de spath avait été construit par Ch. Bouhet qui l'a aimablement mis à notre disposition. Nous tenons à lui adresser nos meilleurs remerciements.

4. Réalisation de deux spectrographes à grande luminosité. — La luminosité d'un spectrographe dépend avant tout de l'ouverture numérique de l'objectif de chambre. Dès 1928, Cojan avait réalisé, pour Daure, d'assez grandes ouvertures, variant de $F/4$ à $F/3$, qui donnaient en quelques heures le spectre Raman d'un liquide. Mais, en 1933, on envisageait à Montpellier l'étude de la lumière du ciel nocturne et celle de l'effet Raman dans les gaz à la pression atmosphérique; les ouvertures précédentes devenaient insuffisantes et il fallait mieux encore. L'un de nous fit alors construire deux nouveaux spectrographes essentiellement caractérisés par une ouverture supérieure à $F/1$. Ces deux appareils ne diffèrent que par l'objectif de chambre. Sur le premier, nous avons adapté un objectif américain ouvert à $F/0{,}59$, construit par Rayton, de la Bausch and Lomb C°, à Rochester (N. Y.); sur le second, un objectif français, ouvert à $F/0{,}70$ construit par Cojan, de la Société générale d'Optique à Paris.

Pour avoir une dispersion suffisante avec de telles ouvertures numériques, nous disposions de deux moyens : soit augmenter la dispersion angulaire, c'est-à-dire le nombre des prismes, soit augmenter la distance focale de l'objectif de chambre, c'est-à-dire toutes ses dimensions.

La seconde solution a l'avantage de réduire la courbure du champ : si l'on double toutes les dimensions de l'objectif, on double évidemment le rayon de courbure en tous les points de la surface focale. Nous avons été ainsi conduits à utiliser comme système dispersif un seul gros prisme de 60° en flint très lourd dont voici les caractéristiques :

Indice moyen	$n_D = 1{,}680$
Inverse du pouvoir dispersif.......	$\nu = 32{,}1$
Hauteur	115 mm
Arête de base.....................	205 mm
Poids............................	8 kg

Le verre a été fondu par la maison Parra-Mantois; il est remarquablement homogène.

Les collimateurs n'ont rien d'exceptionnel. Ils sont munis d'une lentille achromatique ayant 600 mm environ de focale, avec une ouverture voisine de $F/5$. Cette ouverture convient parfaitement à l'étude d'une source à l'infini, comme le ciel nocturne. Elle est excessive lorsqu'on veut projeter en vraie

grandeur sur la fente du spectrographe l'image d'une source à distance finie, comme c'est le cas dans l'effet Raman. En effet, l'ouverture de la lentille de projection doit alors atteindre $F/2,5$, ce qui est difficile et coûteux; d'autre part, dans le travail actuel, nous avons à polariser le faisceau qui doit pénétrer dans le spectrographe et cela est d'autant plus facile que le faisceau est moins ouvert. Si nous avions à construire un nouveau spectrographe, nous augmenterions encore la distance focale de la lentille collimatrice par rapport à celle de l'objectif de chambre. Le seul inconvénient est une diminution de la hauteur des raies spectrales, images de la fente, mais ce n'est qu'un petit inconvénient.

Nous arrivons maintenant à l'objectif de chambre; c'est la pièce fondamentale d'un appareil à grande luminosité, la plus difficile à concevoir et à réaliser, celle dont va dépendre la qualité des spectres. Nous exigions un objectif dont l'ouverture et les dimensions devaient être exceptionnellement grandes : le diamètre de la pupille d'entrée devait atteindre 110 m et l'ouverture dépasser $F/1$.

Sans doute existait-il déjà dans le commerce des objectifs d'ouverture aussi grande : les objectifs de microscope et certains objectifs photographiques utilisés pour la photographie instantanée et le cinéma. Mais nous voulions des dimensions beaucoup plus grandes et il ne suffisait pas de reproduire à une plus grande échelle un objectif photographique préexistant, on aurait augmenté ainsi toutes les aberrations et l'on n'aurait rien gagné. Il faut pouvoir augmenter les dimensions de l'image sans augmenter le flou. Plus un objectif est grand, mieux il doit être corrigé; et c'est toute la difficulté du problème nouveau.

A. *Objectif de Bausch et Lomb.* — Rayton avait déjà construit pour l'Observatoire du Mont-Wilson un objectif ouvert à $F/0,6$ avec une focale $F = 32$ mm. C'était une copie d'un objectif de microscope à trois lentilles, grandi et utilisé à l'envers. Ces lentilles sont précédées d'un ménisque divergent qui corrige l'aberration résiduelle venant de ce que l'objet n'est pas à distance finie comme dans le cas du microscope. Chacun connaît le rôle de cet objectif dans l'histoire de l'astronomie : c'est avec lui qu'on a mis en évidence l'expansion de l'Univers. Notre objectif de Montpellier a été construit sur le même principe, mais Rayton lui a donné, à la demande de l'un de nous, des dimensions encore plus grandes. C'est un ensemble achromatique de trois lentilles (*fig.* 5) ouvert à $F/0,59$, avec une focale de 65 mm. L'aberration sphérique a été corrigée pour la radiation λ 5460. La courbe A (*fig.* 6) représente l'aberration résiduelle en fonction de la distance du rayon lumineux à l'axe de l'objectif. On voit, sur cette courbe, un résidu d'aberration zonale qui atteint 0,12 mm (soit $F/540$); c'est acceptable. Mais, dès qu'on s'éloigne de cette raie spectrale, on a une coma inadmissible. On la réduit suffisamment en diaphragmant à $F/0,65$. Si l'on accepte de diaphragmer l'objectif de manière à réduire l'ouverture à $F/1,1$, il devient excellent dans tout l'intervalle spectral λλ 4360-7680.

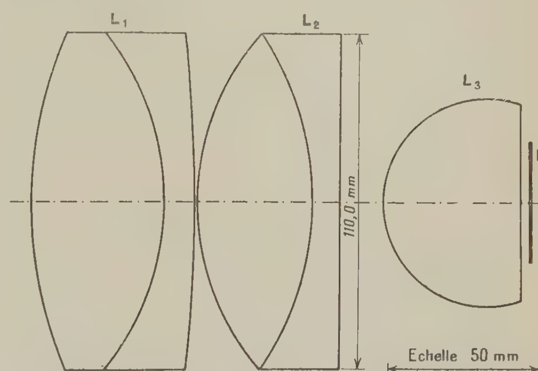


Fig. 5.

L'objectif étant achromatique, on peut penser que la meilleure mise au point se trouvera dans un plan perpendiculaire à l'axe. Cette condition avait paru nécessaire à cause de la faible distance (4 mm environ) qui sépare la plaque photographique de la lentille frontale. Effectivement, l'inclinaison à donner à la plaque est très petite. Malheureusement, un objectif achromatique de ce type présente un grave inconvénient : la correction de l'aberration sphérique, réalisée pour une couleur, ne se conserve pas dans une grande étendue spectrale parce que les verres nécessaires à l'achromatisme ont des courbes de dispersion trop différentes. Mais, si l'on ne se préoccupe pas d'achromatisme, le choix de verres ayant des dispersions de même allure, grâce auxquels

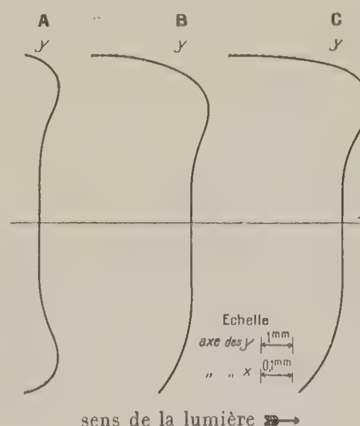


Fig. 6.

A, aberration sphérique longitudinale pour λ 5460.
B, coma pour λ 7680 (angle du rayon avec l'axe 1° 32′ 43″).
C, coma pour λ 4360 (angle du rayon avec l'axe 1° 34′ 50″).

sera conservée dans le spectre la correction de l'aberration sphérique calculée pour une couleur, ne présente plus aucune difficulté.

B. *Objectif de la Société générale d'Optique.* — Les qualités qu'on exige d'un objectif de spectrographe ne sont pas celles qu'on exige des objectifs photographiques ordinaires. Dans les objectifs photographiques achromatiques à grande ouverture, la variation chromatique de l'aberration sphérique

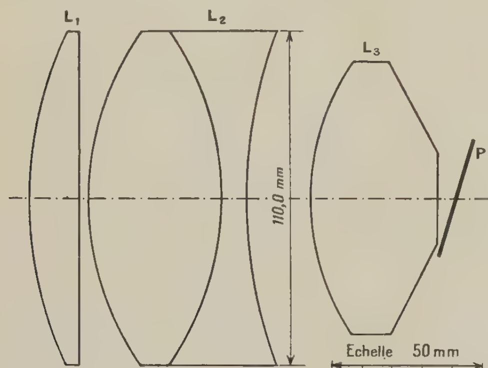
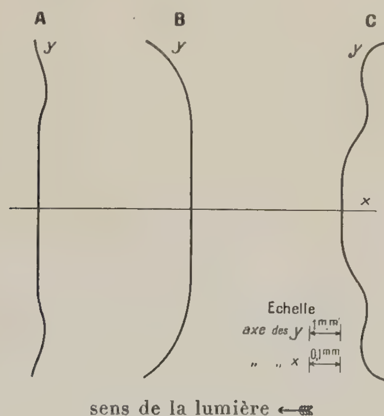


Fig. 7.

est généralement importante, comme nous venons de le rappeler. Or, ici nous n'avons plus à nous préoccuper d'achromatisme, mais il est essentiel que l'objectif, corrigé pour la radiation moyenne, reste corrigé dans toute l'étendue du spectre comme au centre de la plaque.



sens de la lumière ←

Fig. 8.

A, aberration sphérique longitudinale pour λ 4861.
B, » » » » λ 4340.
C, » » » » λ 6563.

Cojan a donc construit un objectif à trois lentilles convergentes L_1, L_2, L_3 (*fig.* 7). Les lentilles extrêmes sont simples; la seconde est un doublet collé. La lentille L_1, plan convexe, est sensiblement au minimum d'aberration, le ménisque convergent L_2 agit surtout par sa courbure intérieure pour surcorriger l'ensemble L_1L_2; la première face de L_3 a sensiblement la courbure du dioptre aplanétique et ne modifie pas l'allure de la surcorrection précédente; celle-ci est ensuite exactement compensée par la souscorrection de la dernière face plane.

La figure 8 reproduit les courbes d'aberration sphérique pour les radiations λλ 4340-4861-6563. Les courbes montrent la faible valeur de l'aberration résiduelle maximum, *F*/4000 pour λ 4861; *F*/800 environ pour λλ 4340-6563.

La dispersion du spectrographe à objectif Cojan est donnée par le Tableau II.

Tableau II.

λ (Å).............	4340	5500	6500
Δλ (Å/mm)........	150	500	900

La dispersion du spectrographe à objectif Rayton est évidemment plus faible, puisque la distance focale de l'objectif de chambre n'est plus que de 65 mm au lieu de 80 : le rapport des dispersions serait égal au rapport des distances focales si les plaques étaient perpendiculaires à l'axe de l'objectif. En réalité, dans la Cojan, la plaque est inclinée sur l'axe et, lorsqu'on passe du spectrographe de Rayton à celui de Cojan, le rapport des dispersions est supérieur à celui des focales. Le Tableau III donne la dispersion du Rayton.

Tableau III.

λ (Å).............	4340	5500	6500
Δλ (Å/mm)........	200	700	1200

Cependant, si l'objectif de Cojan est mieux corrigé et donne une dispersion plus grande, l'objectif de Rayton est nettement le plus lumineux. Avec le premier, nous séparons les raies du fer λλ 4459-4462 et 5447-5455. Avec le second, nous obtenons en une seconde, sur plaque Super-Fulgur, les principales bandes Raman du benzène liquide (*fig.* 9) et en 10 min trois raies Raman de l'hydrogène sous la pression atmosphérique (*fig.* 10). Une heure suffit pour faire apparaître les bandes Raman de l'azote et de l'oxygène dans l'air du laboratoire. Si nous versons un peu d'éther dans le récipient R, la vapeur qui sature l'air du récipient à la température de 20° donne en une dizaine d'heures les bandes 2950 et 2860 cm^{-1}.

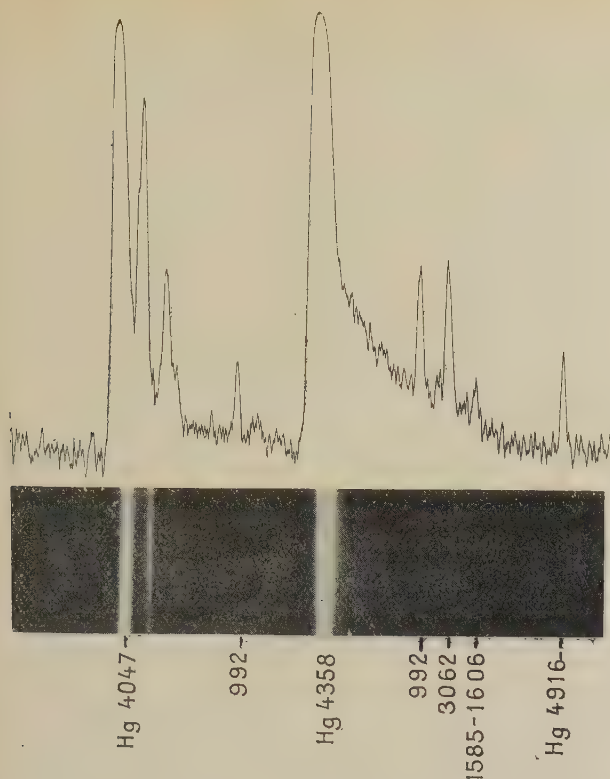


Fig. 9. — Spectre Raman du benzène obtenu en une seconde avec l'objectif américain.

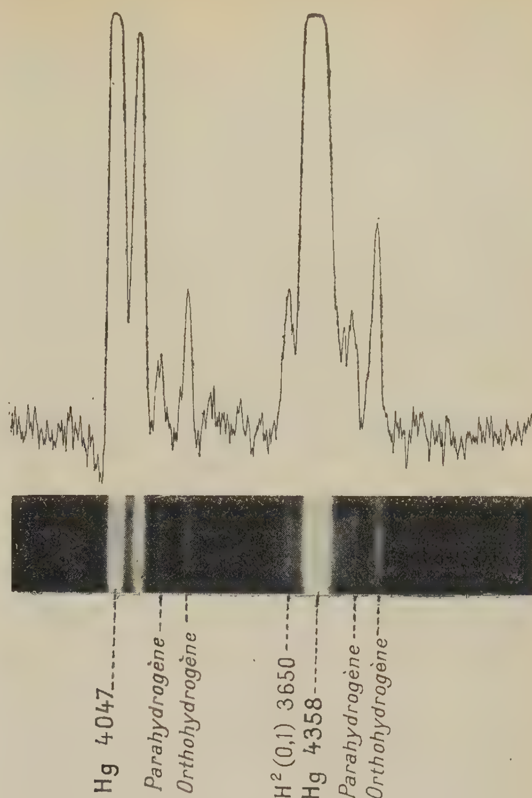


Fig. 10. — Spectre Raman de l'hydrogène sous la pression atmosphérique obtenu en dix minutes avec l'objectif américain.

5. **Mesure des longueurs d'onde.** — Le procédé de mesure le plus correct eût été d'éclairer chaque fois une partie de la fente avec la lumière de l'arc au fer et de juxtaposer ainsi sur chaque cliché le spectre à étudier et le spectre de comparaison. Mais la distance focale de l'objectif de chambre n'est que le septième de celle du collimateur, et nous avons besoin de toute la hauteur de la fente pour obtenir des raies Raman relativement faciles à pointer au comparateur et à enregistrer au microphotomètre. La hauteur totale de la fente donne une raie de 2 mm.

D'ailleurs, le but poursuivi n'était pas une mesure précise des fréquences. Pour la plupart des gaz, cette mesure avait été faite par Rasetti; pour les autres, à cause de la faible dispersion du spectrographe, nous ne pouvions pas éviter une incertitude de quelques unités sur la détermination du nombre d'ondes au centimètre. Dans ces conditions, il était inutile de refaire chaque fois le spectre de l'arc au fer.

L'arc au fer a donc servi à étalonner une fois pour toutes le spectrographe. La courbe d'étalonnage, du violet au vert, a été construite à grande échelle et nous y avons placé les deux raies faibles du mercure $\lambda_1 = 4109,0$ et $\lambda_2 = 4960,13$. Ces raies se retrouvent sur presque tous les spectres que nous avons eu à dépouiller; elles ne sont jamais surexposées, leur pointé est facile et précis.

Si la distance de ces raies est la même dans le cliché à étudier que sur la courbe d'étalonnage, il n'y a aucune difficulté à se servir de cette courbe pour mesurer les longueurs d'onde des autres raies spectrales du cliché. Sinon, supposons par exemple que la distance $k\,(x_2 - x_1)$ des deux raies λ_1 et λ_2 sur le cliché à étudier soit un peu différente de la distance $x_2 - x_1$ de ces raies sur le cliché d'étalonnage. On pourra utiliser la courbe après avoir divisé par k la distance à la raie λ_1 de toutes les raies que l'on veut déterminer. On a ainsi leurs longueurs d'onde internationales. On passe immédiatement aux fréquences dans le vide à l'aide de la table de Kayser.

Pour dépouiller les spectres Raman des gaz usuels où les raies sont peu nombreuses, isolées et faciles à pointer, les mesures visuelles au comparateur paraissent préférables à l'enregistrement que donnerait un microphotomètre. Nous avons toujours pu déterminer à 1 ou 2 μ près, sur un cliché donné, la distance $x - x_1$ d'une raie Raman à la raie λ_1. D'autre part, lorsqu'on passe d'un cliché à un autre

la distance $x_2 - x_1$ n'a jamais varié que de quelques microns, ce qui justifie notre manière d'opérer. Nous avons trouvé, par exemple, sur cinq clichés

$$x_2 - x_1 = 3673;\ 3671;\ 3671;\ 3673;\ 3671,5\ \mu.$$

Ces variations sont probablement dues à une déformation de la gélatine pendant les manipulations photographiques.

En tout cas, on peut penser que l'erreur commise sur la position de la raie à déterminer est inférieure à 2 μ. Supposons que cette raie inconnue soit à la distance

$$x - x_1 = 3024\,\mu$$

de la raie λ_1, dans une région spectrale où

$$\frac{d\nu}{dx} = -1,23,$$

la fréquence ν étant évaluée en ondes par centimètre et x en microns (c'est le cas de la raie Raman de l'ammoniac 3336 cm^{-1}). Une erreur de 2 μ sur la position de la raie dans le spectre entraîne une erreur de 2 à 3 unités sur la fréquence évaluée en ondes par centimètre.

6. **Mesure du facteur de dépolarisation.** — Suivant l'orientation du prisme d'Ahrens qui précède la fente, nous recevons dans le spectrographe, soit la vibration verticale perpendiculaire au plan de diffusion, soit la vibration horizontale parallèle à l'axe du faisceau incident. La plaque sensible reçoit dans le premier cas un éclairement I, dans le second cas un éclairement i. Les temps de pose sont choisis dans chaque cas de manière à donner un négatif de densité convenable; soient t et T ces temps de pose.

Les deux spectres sont pris sur une même plaque sensible de format $4\ 1/2 \times 6$ cm^2. Sur une plaque de la même boîte, qu'on révélera et fixera avec la précédente, on fait une échelle d'étalonnage dont les divers échelons sont obtenus avec un même éclairement E et des temps de pose croissant de 12 à 480 sec.

L'éclairement E vient d'une lampe à incandescence convenablement affaiblie par écrans diffusants.

Le tableau ci-contre indique pour chaque échelon (de I à VIII) le temps de pose global et la manière dont il a été obtenu.

Le cliché d'étalonnage étant fait, on mesure la densité de chaque échelon et l'on construit la courbe d'étalonnage

$$\Delta = f(\log \theta^p),$$

p désignant l'exposant de Schwarzschild déterminé une fois pour toutes. Il est égal à 0,875 dans le cas des plaques Super-Fulgur de la maison Guilleminot, que nous avons utilisées constamment au cours de ces recherches.

En réalité, toutes les déterminations ayant été faites avec un microphotomètre enregistreur, c'est la déviation h du spot, lue sur l'enregistrement, qui joue effectivement le rôle que nous venons d'attribuer à la densité Δ; c'est la courbe $h = \varphi(\log \theta^p)$ que nous construisons pour l'étalonnage.

Échelon	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
Durée des poses successives (en secondes).	12	12	12	12	12	12	12	12
		12	12	12	12	12	12	12
			12	12	12	12	12	12
				24	24	24	24	24
					48	48	48	48
						72	72	72
							108	108
								192
Durée θ de la pose totale...	12	24	36	60	108	180	288	480

Soit enfin θ_1 le temps de pose qui donne, sur le cliché d'étalonnage, une densité égale à celle de l'image I, et par suite même déviation du microphotomètre. Soit de même θ_2 le temps de pose qui donne une densité égale à celle de l'image i.

On tire le rapport cherché $\frac{i}{I}$ des relations de Schwarzschild

$$I t^p = E \theta_1^p \qquad \text{et} \qquad i T^p = E \theta_2^p,$$

d'où

$$\log \frac{i}{I} + p \log \frac{T}{t} = p \log \theta_2 - p \log \theta_1.$$

La détermination du facteur de dépolarisation d'une bande Raman n'est cependant pas aussi simple parce que, généralement, la bande se détache sur un spectre continu dont l'intensité peut être grande; la déviation h du spot du microphotomètre correspond à la somme des intensités de la bande et du fond continu. Mais il est facile de mesurer sur l'enregistrement la déviation qu'aurait donnée le fond continu seul. On connaît donc, d'une part, l'intensité totale ($R + F$ dans le spectre I et $r + f$ dans le spectre i); d'autre part, l'intensité du fond (F et f). On a, par différence, R et r.

Voici, par exemple, la détermination du facteur de dépolarisation de la bande 3336 cm^{-1} de l'ammoniac, superposée à un fond continu assez intense. Nous citons cette détermination, moins précise que la plupart de celles que nous avons eu à effectuer, pour donner une idée des difficultés qui peuvent provenir du spectre continu (différent dans l'image i

et dans l'image I) sur lequel apparaissent les bandes Raman.

Cliché 118 *bis* (étalonnage).

t (sec).	$p \log t$.	h (en mm).
0	–	50,6
12	0,944	43,0
24	1,207	30,2
36	1,361	25,4
60	1,556	13,2
108	1,779	4,5
180	1,973	2,1
288	2,152	1,1

Cliché 118.

A. Excitation par la raie du mercure λ 3650.

		h (en mm).	$\log \theta^p$.
i	$r+f$..........	19	1,450
	f...............	32	1,220
I	$R+F$.........	9	1,650
	F..............	26	1,325

$$\log\frac{r+f}{f} = 0{,}230, \qquad \frac{r}{f} = 0{,}70;$$

$$\log\frac{R+F}{F} = 0{,}325, \qquad \frac{R}{F} = 1{,}115;$$

$$T = 40 \text{ h}, \qquad t = 20 \text{ h};$$

$$\log\frac{F}{f} = p\log\frac{T}{t} + 1{,}325 - 1{,}220 = 0{,}2634 + 0{,}105 = 0{,}3684,$$

$$\frac{F}{f} = 2{,}335;$$

$$\log\frac{r}{R} = \log\frac{r}{f} + \operatorname{colog}\frac{F}{f} + \log\frac{F}{R} = \bar{1}{,}4294, \qquad \frac{r}{R} = 0{,}269.$$

B. Excitation par la raie du mercure λ 4047.

		h (en mm).	$\log \theta^p$.
i	$r+f$.........	17,5	1,500
	f.............	30,0	1,255
I	$R+F$.......	8,0	1,680
	F............	21,5	1,405

$$\log\frac{r+f}{f} = 0{,}245, \qquad \frac{r}{f} = 0{,}758;$$

$$\log\frac{R+F}{F} = 0{,}275, \qquad \frac{R}{F} = 0{,}884;$$

$$\log\frac{F}{f} = 0{,}2634 + (1{,}405 - 1{,}255) = 0{,}4134, \qquad \frac{F}{f} = 2{,}591;$$

$$\log\frac{r}{R} = \bar{1}{,}5198, \qquad \frac{r}{R} = 0{,}331.$$

Valeur moyenne adoptée $\boxed{\frac{r}{R} = 0{,}30}$.

Le nombre brut $\frac{r}{R}$ doit subir deux importantes corrections : la correction de polarisation par réfraction à travers le prisme du spectrographe et la correction de convergence.

1° *Détermination de la correction de polarisation dans le prisme.* — Nous avons allumé à la fois une lampe à incandescence en O (*fig.* 4) qui donne un spectre continu et une lampe à vapeur de mercure L_1 dont les radiations, diffusées par le verre opalin de la lampe à incandescence, arrivent aussi dans le spectrographe et permettent de repérer les longueurs d'onde dans le spectre continu.

Pour comparer les intensités dans les deux spectres V et H obtenus successivement par rotation du prisme A, nous avons fait des poses de 20, 40, 60, 80 sec avec la vibration verticale (transmise avec l'intensité V) et des poses de 15, 30, 45, 60 sec avec la vibration horizontale (transmise avec l'intensité H). Nous avons utilisé comme plaque sensible une plaque « Micro panchro » de la maison Lumière et nous avons mesuré les densités avec un microphotomètre visuel de Fabry et Buisson. Le coefficient de Schwarzschild étant connu, ces mesures donnent le rapport $\frac{V}{H}$ entre les intensités transmises.

Pour λ 4530

$$V = 0{,}65H,$$

le rapport variant peu de part et d'autre de cette longueur d'onde.

Ainsi, recevant de la lumière naturelle, le prisme réduit la vibration verticale plus qu'il ne réduit la vibration horizontale. Pour corriger cet effet, dans la mesure du facteur de dépolarisation d'une raie Raman, il faudra multiplier par 0,65 le nombre brut $\frac{r}{R}$.

On aurait pu calculer *a priori* cette correction si l'on avait connu exactement les angles d'incidence et de réfraction sur le prisme.

Supposons le prisme réglé au minimum de déviation pour la radiation λ 4681 (n_F = 1,695). On a

$$i_2 = 30^\circ, \qquad i_1 = 57^\circ 56' 30''$$

et

$$\frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)} = 0{,}22.$$

Ce nombre mesure la proportion de la lumière réfléchie sur la première face du prisme lorsque la vibration incidente est parallèle à l'arête. La proportion de lumière transmise par le prisme est donc

$$H = (1 - 0{,}22)^2 = 0{,}61.$$

De même le nombre

$$\frac{\tan^2(i_1 - i_2)}{\tan^2(i_1 + i_2)} = 0{,}02$$

mesure la proportion de lumière réfléchie lorsque la vibration incidente est perpendiculaire à l'arête.

Dans ce cas la proportion de lumière transmise par le prisme est

$$V = (1 - 0{,}02)^2 = 0{,}96.$$

D'où

$$\frac{H}{V} = \frac{0{,}61}{0{,}96} = 0{,}635.$$

2° *Détermination de la correction de convergence.* — La faible ouverture du faisceau diffusé peut être négligée, mais il est indispensable de tenir compte de la grande ouverture des faisceaux primaires et de la profondeur du champ éclairé. On n'est pas exactement dans le cas d'une diffusion à 90° et le facteur de dépolarisation doit subir une importante correction qu'il est facile de déterminer par des expériences préalables.

Le récipient étant rempli de gaz carbonique pur et parfaitement privé de poussières, nous avons mesuré le facteur de dépolarisation des raies diffusées sans changement de longueur d'onde :

1° dans les conditions les plus défavorables (ouverture utile du condenseur $D = 147$ mm; profondeur du champ éclairé $h = 76$ mm);
2° avec ouverture réduite;
3° avec ouverture et profondeur réduites.

Les valeurs successives du facteur de dépolarisation ont été trouvées égales à 0,148, 0,102, 0,078.

On voit que la profondeur du champ augmente ρ de la quantité $0{,}108 - 0{,}078 = 0{,}024$. Le terme correctif $-0{,}024$ pouvait être calculé *a priori*.

Soient CO l'axe principal du condenseur qui projette une des lampes L dans le récipient à gaz; C, le point nodal image; O, le milieu de l'image de l'arc au mercure. Soient D la distance CO; $2X$, la dimension de l'image comptée suivant le rayon Ox diffusée perpendiculairement à OC. Soit enfin A un élément éclairé sur Ox, d'épaisseur dx, défini par l'angle $\widehat{ACO} = \theta$. L'élément éclairé dx donne, dans la direction Ox, la dépolarisation

$$\rho_\theta = \rho + (1 - \rho)\sin^2\theta,$$

ρ désigne la dépolarisation à 90° du rayon incident. On tire de cette formule l'expression de la dépolarisation mesurée

$$\rho_m = \frac{\int \rho_\theta \, dx}{\int dx} = \frac{D}{X}\int_0^{\operatorname{arctg}\frac{X}{D}} [\rho + (1 - \rho)\sin^2\theta]\frac{d\theta}{\cos^2\theta},$$

$$\rho_m = \rho + (1 - \rho)\frac{X^2}{3D^2}.$$

Posons $x = 38$ mm; $D = 135$ mm; $\rho = 0{,}078$. Nous obtenons

$$\rho_m - \rho = 0{,}026.$$

Nous pouvons écrire aussi

$$\rho_m - \rho = \alpha(1 - \rho_m)$$

et considérer le facteur α comme déterminé par l'expérience sur le gaz carbonique. Avec cette manière de voir

$$\rho_m - \rho = 0{,}0288(1 - \rho_m);$$

d'où le tableau de correction

ρ_m......	0,10	0,20	0,30	0,40
$\rho - \rho_m$......	−0,026	−0,023	−0,020	−0,017

Pour la correction d'ouverture, nous avons la formule théorique

$$\rho = \frac{\rho_m - \left(1 + \frac{1}{2}\rho_m\right)\Psi}{1 - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{2}\rho_m\right)\Psi},$$

avec

$$\Psi = \frac{1}{3}\left(1 - \cos\frac{\Omega}{2}\right)\left(2 + \cos\frac{\Omega}{2}\right),$$

Ω désignant l'angle d'ouverture du faisceau incident.

Si nous calculons la correction à partir de l'angle mesuré sur le montage, nous la trouvons beaucoup plus grande que la valeur $0{,}102 - 0{,}148 = -0{,}046$ donnée par notre expérience sur le gaz carbonique. Nous avons donc préféré calculer Ψ à partir du terme correctif $-0{,}046$, ce qui nous a donné $\Psi = 0{,}045$, puis utiliser la formule précédente avec cette valeur de Ψ. Le tableau de correction est ainsi

ρ_m......	0,10	0,20	0,30	0,40
$\rho - \rho_m$......	−0,046	−0,046	−0,045	−0,045

Enfin, la correction totale (convergence + profondeur) est donnée par le tableau

ρ_m......	0,10	0,20	0,30	0,40
$\rho - \rho_m$......	−0,072	−0,069	−0,065	−0,062

Le résultat brut $\frac{r}{R} = 0{,}30$ sur la raie 3336 cm^{-1} de l'ammoniac devient donc :

après correction de réfraction

$$0{,}30 \times 0{,}65 = 0{,}195;$$

après correction de convergence

$$0{,}195 - 0{,}069 = 0{,}126.$$

Valeur adoptée $\boxed{\rho = 0{,}125}$.

(*A suivre.*)

SUR LA VALEUR ABSOLUE DU MODULE PIÉZOÉLECTRIQUE PRINCIPAL DU QUARTZ

Par André LANGEVIN.
Laboratoire de l'École de Physique et Chimie.

Sommaire. — A la suite de la constatation de divergences considérables entre les chiffres obtenus par les différents auteurs pour la valeur du module principal du quartz, nous avons entrepris de nouvelles mesures qui ont montré :

1° Que les divergences entre les chiffres obtenus ne peuvent s'interpréter que par un défaut de contrôle des lames, macles subsistant en nombre plus ou moins important ou de grosseurs variables;

2° Que la valeur réelle du module piézoélectrique du quartz était en réalité, pour une lame pure, légèrement supérieure à 7.10^{-8} c.g.s.

Historique. — Depuis la découverte de la piézoélectricité, on a pu croire, que les cristaux de quartz malgré la grande régularité de constitution de leur réseau possédaient un module piézoélectrique variable d'un échantillon à l'autre.

En effet, on pouvait avoir cette opinion en examinant les chiffres donnés par les différents auteurs jusqu'à ces dernières années, pour la valeur du module piézoélectrique principal du quartz. Ces résultats sont consignés dans l'ordre chronologique dans le Tableau suivant :

Auteurs.	Dates.	Méthode employée.	Module principal $d_{11}.10^8$.	Module secondaire $d_{14}.10^8$.
J. et P. Curie [1]	1889	Directe.	6,32	
P. Czermak [2]	1887	Id.	6,26	
Riecke et Voigt [3]	1892	Id.	6,45	1,45
Pockels [4]	1894	Id.	6,27 6,18	1,92 2,09
Nachtikal [5]	1899	Id.	6,54	
Hayashi [6]	1912	Id.	6,31	
J. Curie [7]	1910	Valeur indiquée comme la plus probable.	6,90	
Röentgen et Joffé [8]	1913	Directe.	6,95	
Dawson [9]	1927	Id.	4,94 à 7,18	
Ny Tsi-Zé [10]	1929	Utilisation du phénomène piézoélectrique inverse.	6,40	
Günther [11]	1932	Id.	6,27 6,35	
Fox et Fink [12]	1934	Id.	5,5 à 6,5	
Hosterberg et Cookson [13]	1935	Directe.	6,22	2,24
Clay et Karper [14]	1937	Id.	6,80	
Déterminations par des méthodes indirectes en haute fréquence.				
Andréef [15]	1929	Indirecte.	6,51	
Dye [16]	1926	Id.	6,78 6,30 5,20	
Fréedericksz et G. Michaïlow [17]	1932	Id.	5,52	
Nussbaumer [18]	1932	Id.	6,84	
Knol [19]	1932	Id.	6,84	

Ces divergences entre les chiffres trouvés par les différents auteurs paraissent d'autant plus curieuses que les autres constantes physiques du quartz (constantes optiques ou mécaniques) se trouvent en fait extrêmement bien définies. Par exemple, les chiffres donnés pour l'indice de réfraction du quartz ou pour son pouvoir rotatoire ne diffèrent pas plus que de 1/10 000 environ, en étudiant des cristaux différents. On peut noter également qu'il en est de même du coefficient de dilatation du quartz.

Par suite de l'importance des divergences entre les valeurs trouvées par les divers expérimentateurs, et même entre les valeurs obtenues par un même auteur sur des lames de quartz différentes; il m'a paru intéressant, aussi bien au point de vue théorique que pratique, d'essayer de déterminer si la conclusion consistant à admettre des variations des constantes électriques d'un même corps pur cristallisé était réelle ou seulement apparente. Je me proposais de plus, au cas où mes mesures montreraient une constance véritable du module piézoélectrique du quartz, de rechercher quelle pouvait être la cause des divergences constatées.

Examen critique des résultats précédents. — Avant d'entreprendre de nouvelles mesures et pour indiquer les raisons qui nous ont convaincu de leur utilité, il ne sera pas inutile d'indiquer l'examen critique que nous avons fait des travaux se rapportant à l'étude du module piézoélectrique du quartz.

Une première constatation s'impose : la valeur scientifique de beaucoup des expérimentateurs qui avaient étudié cette question devait écarter d'office l'hypothèse d'erreurs expérimentales grossières.

Donc si l'on admet, comme cela peut paraître s'imposer à cause de la régularité absolue du réseau cristallin du quartz, la constance de définition du module piézoélectrique de ce cristal (cette hypothèse se trouvant singulièrement renforcée par comparaison avec les autres constantes physiques du quartz, dont la constance absolue de définition n'a jamais été discutée); quelle est alors la cause des divergences entre les résultats obtenus ?

Avant d'examiner plus avant cette question, je dois signaler que Jacques Curie et Mme Curie étaient très probablement partisans de cette hypothèse

de la valeur fixe du module, puisque Mme Curie écrivait en 1912 dans son *Traité de Radioactivité* :

« On avait d'après les anciennes mesures de J. et P. Curie :

$$K = 0{,}063 \text{ (pour le quartz)},$$

F étant mesuré en kilogrammes et la quantité d'électricité *q* en unités électrostatiques. Des mesures faites par M. Voigt ont donné un résultat très analogue.

Les mesures récentes de M. J. Curie, effectuées sur douze lames de quartz, donnent le nombre plus élevé

$$\mathfrak{I} = 0{,}0677.$$

Ce nombre qui est *probablement le plus exact* correspond à

$$K = 6{,}90 \cdot 10^{-8} \text{ unités absolues. »}$$

Ce qui frappe encore si l'on examine les résultats précédents, c'est que, pour les différents expérimentateurs, la valeur trouvée semble en général augmenter avec les années, et, comme il ne peut guère s'agir d'une augmentation du module piézoélectrique en fonction du temps, on est conduit tout naturellement à supposer que les cristaux employés ont été en moyenne de plus en plus purs au fur et à mesure que les années passaient.

Comment ce fait peut-il s'expliquer ?

A mon avis assez simplement; en effet à l'époque de la découverte de la piézoélectricité et même plus tard, on n'employait pratiquement, comme méthode d'investigation permettant de vérifier qu'un cristal de quartz était pur, que des méthodes optiques (examen en lumière polarisée par exemple). Ce qui peut paraître très naturel à première vue puisque ce sont généralement des opticiens qui choisissent et qui taillent les cristaux.

Mais ces méthodes optiques ne permettent malheureusement que de déceler les macles optiques (association de cristaux à axes optiques non parallèles) à l'*exclusion des autres macles*.

Or, comme le montre les travaux de nombreux cristallographes, les macles optiques ne sont pas les seules que l'on rencontre dans les cristaux de quartz; il y a très souvent en plus, des macles invisibles optiquement correspondant à des associations de cristaux à axes optiques parallèles mais à axes électriques opposés.

Il est bien évident que ces macles, qui ne sont pas gênantes au point de vue optique, seront très importantes au point de vue de la piézo-électricité.

En effet, si l'on taille une lame dans un cristal ainsi maclé, les parties de la lame qui contiennent des macles produiront par effet piézoélectrique des charges de signes contraires à celles fournies par le cristal principal. La différence sur la quantité d'électricité totale obtenue sera donc égale à deux fois le pourcentage du volume total des macles par rapport au volume de la lame.

En tenant compte de cet effet d'opposition de signe des charges obtenues, on voit qu'il sera indispensable de déterminer sur les lames, outre l'examen optique habituel qu'on doit conserver, les régions qui présentent des macles à axes électriques opposés et de tailler ensuite la lame à utiliser dans les régions qui ne présentent pas de macles de ce genre.

L'absence de ce contrôle indispensable suffit donc vraisemblablement à expliquer les divergences qu'on a constatées dans les résultats.

Mais ce qui est curieux c'est qu'aucun des auteurs précédents, n'a semble-t-il pensé à utiliser une méthode pour déceler les macles invisibles optiquement bien que, en particulier, la méthode des figures de corrosion artificielles, qui permet de rendre visibles toutes les macles par simple attaque de la lame, à l'acide fluorhydrique, était en fait connue des minéralogistes depuis 1816.

En effet Descloizeaux [20], indique dans son travail sur la cristallisation et la structure intérieure du quartz, daté d'octobre 1855, qu'il a utilisé la méthode de Daniell pour reproduire artificiellement l'arrondissement des arêtes pyramidales du quartz en faisant digérer ces cristaux pendant quelques heures dans de l'acide fluorhydrique étendu.

Il précise que c'est à J. Frédérick Daniell [21] que doit être attribuée la première idée d'analyser la structure des sels et des cristaux, en les plongeant dans des dissolvants appropriés à la nature de chacun d'eux; Daniell a appliquée cette idée au quartz en plongeant le cristal dans de l'acide fluorhydrique étendu et il rend compte en ces termes du résultat obtenu : « au bout d'un séjour assez court du cristal de quartz dans cet acide les faces du prisme et celles de la pyramide furent couvertes de figures rectilignes dont les côtés étaient en rapport avec la forme rhomboédrique de ce minéral. »

Cette méthode fut ensuite reprise en 1854 par un minéralogiste autrichien, Leydolt [22] pour l'étude de la structure des cristaux de quartz et elle a été utilisée plus récemment par M. Arsandaux [23] pour établir une méthode pratique permettant l'examen complet d'un cristal par sciage multiple; en attaquant ensuite par l'acide fluorhydrique la série de lames parallèles ainsi obtenues, on peut, en tournant successivement toutes les lames, ainsi que l'on ferait des feuillets d'un livre, observer d'une lame à la suivante la variation de la surface d'intersection des divers individus cristallins avec les plans de coupe et se faire une représentation dans l'espace des solides que constituaient ces individus cristallins. On peut, par suite, déterminer sur chaque lame les limites exactes des parties saines et des parties maclées. On doit noter également que cette question des figures de corrosion a été étudiée également par l'Abbé C. Gaudefroy [24].

Mais l'omission de cet examen complémentaire

des lames par les divers expérimentateurs cités, s'explique si l'on considère que la plupart des auteurs ne jugent pas nécessaire d'examiner eux-mêmes leurs lames, mais utilisent directement des lames généralement fournies par des opticiens qui en font l'examen et la taille.

Les opticiens avaient tendance à considérer comme physiquement pur un cristal qui ne présente aucune macle optique visible, ce qui, comme nous l'avons vu, n'est généralement pas exact.

Nouvelles mesures. — Pour toutes ces raisons, nous avons pensé qu'il était utile de reprendre cette question et d'effectuer des mesures sur des lames de quartz vraiment pur, c'est-à-dire privé de toutes macles, ou tout au moins de toutes macles ayant des dimensions non microscopiques. Il était utile également de bien s'assurer qu'aucune erreur angulaire appréciable n'avait pu s'introduire dans le plan de taille des lames.

De nouvelles déterminations de la valeur du module piézoélectrique du quartz étaient possibles dans des conditions plus favorables que précédemment, parce que nous disposions de méthodes récemment appliquées, nous permettant de contrôler l'absence de macles piézoélectriques dans les lames que nous utilisions.

Nous pensons qu'il ne sera pas inutile de passer en revue les différentes méthodes qu'on peut utiliser, et de discuter leurs avantages et leurs inconvénients.

Une première méthode due à Cady, consiste à comparer la lame qu'on veut étudier à une lame étalon considérée comme pure.

L'inconvénient de cette méthode est fondamental; il réside dans le fait que cette méthode ne fait que déplacer le problème et ne le résout pas en général. Même si l'on dispose d'une lame étalon effectivement pure, on pourra évidemment constater l'anomalie, mais on ne possédera qu'une indication globale, ne donnant aucun renseignement sur la position géométrique de la partie maclée et comme toutes les lames sont en général plus ou moins maclées cela ne permettra pas d'en tailler une pure.

Pour obtenir cette détermination géométrique précise des parties maclées, on dispose de deux méthodes pratiques, en dehors des méthodes optiques qui ne donnent pas de renseignements suffisants.

La première de ces deux méthodes, due à M. P. Langevin et utilisée industriellement depuis plusieurs années pour le contrôle des lames de quartz destinées à la construction des émetteurs ultrasonores, consiste à effectuer l'essai des lames par exploration locale.

Cette méthode ayant été déjà décrite en 1928, dans un article du même journal par M. Ny Tsi-Zé [10] nous la décrirons rapidement pour éclaircir la discussion.

La lame à étudier est placée entre les deux mâchoires d'une petite presse à levier, ces mâchoires étant terminées par deux calottes hémisphériques (billes d'acier encastrées dans la pièce métallique).

A l'aide du levier portant un plateau sur lequel on place un poids P déterminé, on peut exercer un effort connu et constant en un point défini de la lame (*fig.* 1). En déplaçant la lame par rapport aux mâchoires on réalise l'exploration par petites surfaces successives.

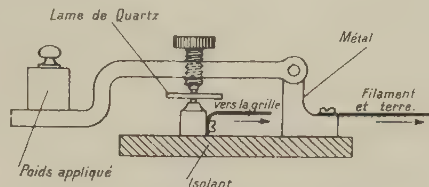


Fig. 1. — Presse pour examiner les lames de quartz. Méthode d'examen par points.

Les quantités d'électricité ainsi obtenues sont mesurées à l'aide d'un électromètre à lampe ou mieux à l'aide d'un étage comportant une triode électromètre, qui possède un courant de fuite inférieure à 10^{-15} A.

A l'époque où Ny Tsi-Zé a décrit la méthode on utilisait simplement une bigrille.

Actuellement le montage peut être simplifié encore par l'usage d'un triode électromètre, le schéma du montage étant alors le suivant :

On relie la mâchoire inférieure isolée du sol à la grille de la lampe; alors que la mâchoire supérieure est reliée au filament et à la masse. Un milliampèremètre est placé dans le circuit-plaque (*fig.* 2).

Lorsque la face inférieure de la lame Q se charge négativement par application de l'effort, le courant plaque diminue proportionnellement à la quantité d'électricité libérée au point de la lame où l'effort s'exerce.

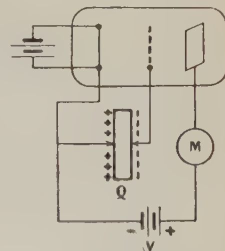


Fig. 2. — Montage électrique avec triode électromètre dans la méthode d'examen par points.

On peut ainsi vérifier la surface entière de la lame et déterminer les points qui donnent des quantités d'électricité trop faibles ou de signes contraires, correspondant aux parties maclées de la lame à éliminer par une nouvelle taille.

Industriellement on se contente de supprimer à la suite de cet essai les parties de la lame donnant un module piézoélectrique nettement trop faible, nulle ou de signe contraire.

Il est évident que cette façon de procéder qui laisse de petites macles au sein de la lame n'est pas suffisante si l'on veut réellement mesurer le module piézoélectrique du quartz.

Les inconvénients de cette méthode sont les suivants :

1° Le dessin des parties maclées présentes dans la lame est généralement très compliqué. Si l'on veut connaître avec précision la valeur de la lame, il faudra pratiquement faire un nombre *très considérable* de déterminations par points, pour avoir un tracé à peu près exact des surfaces maclées;

2° En raison de la difficulté de repérage exact du point qui vient d'être examiné, on aura toujours une certaine incertitude sur la position de ce point;

3° Si l'on veut que l'examen de la lame soit précis, il faut exercer l'effort sur une très petite surface et comme la méthode n'est pas très sensible, cela conduit à exercer une pression très considérable sur la partie intéressée de la lame. Cette forte pression a alors pour effet de fissurer plus ou moins la lame à étudier, ce qui détériore localement le réseau cristallin et diminue par suite légèrement la constante piézoélectrique de la lame (ces fissures deviennent visibles lorsque l'on traite la lame ainsi étudiée par l'acide fluorhydrique).

Enfin on peut utiliser la méthode la plus pratique et en même temps la plus sûre, méthode des figures de corrosion artificielle due à Daniell et appliquée aux lames de quartz elles-mêmes par M. Arsandaux. C'est celle que j'ai appliquée couramment pour vérifier mes lames et déceler sur les lames courantes les macles qui persistaient.

Cette méthode consiste comme nous l'avons indiqué rapidement plus haut à traiter les lames brutes de sciage par l'acide fluorhydrique pendant 3 h environ. Après attaque on constate, comme le dit Le Châtelier dans son livre sur la silice, que la présence de différents individus cristallins est nettement mise en évidence. Les stries parallèles creusées par cette attaque sont orientées différemment d'un individu à l'autre et produisent ainsi sur la surface de la lame des moirés qui s'éclairent inégalement suivant l'orientation de la source lumineuse; les macles apparaissent tantôt en blanc sur fond gris ou en gris sur fond blanc.

Ce procédé est particulièrement intéressant dans le cas où l'on utilise des lames minces, il permet alors de déterminer avec une plus grande certitude les régions de la lame non maclées ou tout au moins les régions qui ne peuvent plus contenir que des macles microscopiques.

Les lames que nous avons étudiées ayant toutes une épaisseur inférieure à 1 mm, ce procédé a donc pu être employé dans de bonnes conditions.

Enfin pour compléter ce travail je me suis proposé de rechercher par la méthode indiquée ci-dessus si les lames de quartz utilisées à l'époque des travaux de Curie (lames de l'Institut du Radium) sont en fait maclées par association de cristaux à axes optiques parallèles.

Grâce à la collaboration de Mlle Chamié de l'Institut du Radium j'ai pu examiner un certain nombre des lames de Curie de l'Institut du Radium, qui sont conservées et numérotées depuis cette époque. J'ai fait ces mêmes déterminations sur des lames taillées par des opticiens.

Conditions de mesures. — Avant d'indiquer les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons opéré et de rendre compte des résultats obtenus, il nous paraît utile d'indiquer que grâce aux renseignements qui nous ont été communiqués par Mlle Chamié, ce dont je la remercie bien vivement ici, la plupart de mes mesures se trouvent en fait doublées par des mesures faites à l'Institut du Radium, sur les mêmes lames par une méthode entièrement différente.

A l'Institut du Radium, la mesure de la constante piézoélectrique d'une lame de quartz est faite dans les conditions suivantes :

On compense le courant d'ionisation produit dans un condensateur déterminé par l'un des étalons de radium du Laboratoire Curie, en opérant en deux temps :

D'abord le courant d'ionisation est compensé à l'aide d'une lame de quartz étalon du laboratoire et l'on note les poids à ajouter dans le plateau en fonction du temps qui s'écoule.

On remplace ensuite la lame étalon par la lame à étudier et l'on fait la même détermination. Connaissant la constante piézoélectrique de la lame étalon on en déduit alors facilement celle de la lame à étudier.

1° *Méthode de mesure utilisée pour nos déterminations.* — La méthode de mesure que nous avons utilisée est également une méthode de zéro, mais la compensation des charges fournies par un poids connu placé dans le plateau de la lame est compensée par influence à l'aide d'un condensateur étalon dont on connaît le coefficient d'influence (condensateur Moulin). On fait varier le potentiel d'une des armatures du condensateur, pour obtenir l'effet d'influence, à l'aide d'un montage potentiométrique constitué par deux boîtes de résistances étalons alimentées par une source de tension connue, mesurée elle-même à l'aide d'un voltmètre-étalon ou d'un potentiomètre.

L'appareil utilisé pour le contrôle de la compensation était un électromètre Curie-Debierne monté en hétérostatique; la tension d'alimentation de l'aiguille était de 80 V (*voir* le schéma de montage de la figure 3).

La marche d'une mesure est la suivante :

L'électromètre étant préalablement réglé on isole une des paires de plateaux à l'aide de la clef 1, on règle ensuite R_1 (boîte de résistance) à la valeur convenable pour que l'électromètre reste au zéro lorsque l'on ferme la clef 2 et que l'on place simultanément le poids P sur le plateau de la lame de quartz à étudier.

La résistance R_2 (500 à 1 000 ohms) a pour but de limiter l'intensité débitée par la source donnant la tension V, tension qui ne peut rester constante effectivement que si l'intensité *i* est assez faible.

Dans nos mesures V est restée de l'ordre de 4 ou 8 V.

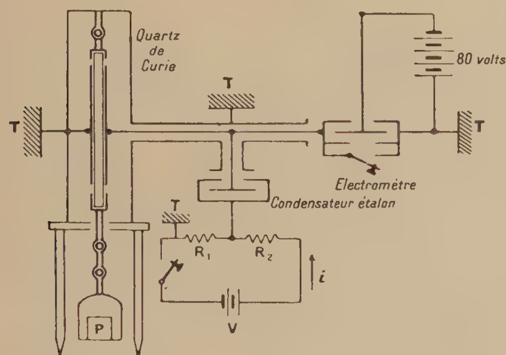


Fig. 3. — Montage électrométrique utilisé pour la mesure du module piézoélectrique du quartz.

2° *Choix d'une disposition pour le montage des lames de quartz.* — Comme nous l'avons indiqué dans un précédent article [25], la façon dont on monte le quartz et le procédé de transmission de l'effort ont une influence considérable sur la précision des résultats obtenus.

J'ai montré déjà comment on était conduit à adopter la disposition de Curie pour le montage de la lame. Dans cette disposition, on utilise une lame longue et mince et l'on exerce un effort de traction sur cette lame à l'aide de poids.

L'effort étant exercé suivant la grande dimension de la lame, perpendiculairement à la fois à l'axe optique et à l'axe électrique du cristal.

Comme on le sait, dans ce cas, la quantité d'électricité obtenue par effet piézoélectrique est donnée par la formule

$$Q = \mathfrak{I} \frac{l}{e} F,$$

F étant l'effort appliqué exprimé en dynes;

l étant la longueur de la lame et *e* son épaisseur $\mathfrak{I}$ représente le module piézoélectrique principal du quartz (désigné souvent également par d_{11}).

L'avantage du dispositif de Curie réside dans le fait que la lame et le plateau qui portent les poids sont suspendus par un dispositif à la cardan, qui assure automatiquement une répartition interne des efforts dans le quartz normal et uniforme.

Tout dispositif utilisant une compression du quartz ne peut donner que très difficilement une répartition normale des efforts. Il faudrait roder très soigneusement le quartz sur ses supports et exercer un effort très considérable pour compenser les défauts de planéité résiduels des surfaces, faute de quoi le quartz ne porterait qu'en trois points des supports, ce qui donnerait une répartition interne des efforts tout à fait anormale.

Un procédé commode pour s'assurer que la répartition des efforts dans la lame est uniforme et normale, consiste à vérifier la proportionnalité rigoureuse des quantités d'électricité obtenues à l'effort appliqué. En effet si la répartition des efforts dans la lame n'est pas normale, cette répartition variera plus ou moins avec l'intensité de l'effort et l'on constatera par suite une anomalie dans les quantités d'électricité obtenues en faisant agir différents poids.

3° *Vérification de la bonne répartition des efforts internes de la lame dans notre support.* — Pour vérifier que le dispositif de Curie que j'utilisais donnait satisfaction au point de vue de la répartition des efforts dans la lame; j'ai étudié la proportionnalité des quantités d'électricité obtenues pour différents poids avec une lame de Curie prise au hasard.

Résultats. — Les résultats ont été les suivants :

Expériences avec la lame de Curie n° 53.
Caractéristiques :

Longueur utile............	$l = 7{,}5$ cm
Épaisseur.................	$e = 0{,}06$ cm à 0,058
Moyenne.............	0,059 cm

d'où le rapport

$$\frac{l}{e} = \frac{7{,}5}{0{,}059} = 127{,}12.$$

Dans ces expériences la différence de potentiel *V* avait pour valeur 4,2 V.

Le montage utilisé correspond à celui qui a été décrit plus haut.

Les mesures ont été faites en utilisant une capacité-étalon de 517 unités électrostatiques, connue au 1/1 000e près par comparaison avec l'étalon du Laboratoire Standard américain, capacité du genre Moulin, construit par la Maison Beaudouin.

Poids appliqué.	R_1.	R_2.	Quantité d'électricité en U. E. S. C. G. S.	$\mathfrak{I}.10^8$ C. G. S.
50 g........	32 ω	500 ω	0,436	6,99
100 g........	69,5	500	0,885	7,10
150 g........	112	500	1,325	7,09
200 g........	159,5	500	1,750	7,02
250 g........	218	500	2,19	7,04
300 g........	286,5	500	2,63	7,05
400 g........	472,5	500	3,51	7,03
500 g........	767	500	4,375	7,025
600 g........	1 347	500	5,28	7,06
700 g........	2 855	500	6,15	7,05
800 g........	11 000	500	7,00	7,03

Pour éviter des erreurs systématiques j'ai dans toutes les mesures laissé fixe la valeur de la résis_

tance R_2. J'ai choisi $R_2 = 500\ \omega$, bien que les conditions ne soit pas favorables pour les mesures correspondantes aux faibles poids pour avoir une sensibilité convenable pour les poids moyens.

D'après ces résultats, on voit qu'avec notre montage les efforts internes de la lame peuvent être considérés comme uniformes et normaux à partir de l'effort correspondant à l'application d'un poids de 100 g sur le plateau.

Comme les poids utilisés ont toujours été supérieurs à 100 g, aucune cause d'erreur ne peut provenir de ce fait.

J'ai vérifié également que les charges fournies par l'autre face de la lame étaient pour un même poids égales et de signe contraire.

Ceci pourrait paraître superflu, mais en réalité cela n'est pas inutile, puisque Dawson, en particulier, avait remarqué que les quantités d'électricité étaient différentes pour les deux signes avec les lames qu'il utilisait.

En opérant dans les mêmes conditions par ailleurs que précédemment, les résultats sont les suivants :

Poids appliqué.	R_1.	R_2.	Quantité d'électricité.	$\mathfrak{I}.10^8$.
50 g.........	31 ω	500 ω	0,423	6,8
100 g.........	70	500	0,89	7,12
100 g.........	69	500	0,88	7,08
200 g.........	157	500	1,731	7,00
200 g.........	158	500	1,74	7,01
300 g.........	278	500	2,60	6,98
400 g.........	456,5	500	3,45	7,00
500 g.........	740	500	4,325	6,95
600 g.........	1290	500	5,19	6,96
700 g.........	1000	200	6,05	6,95

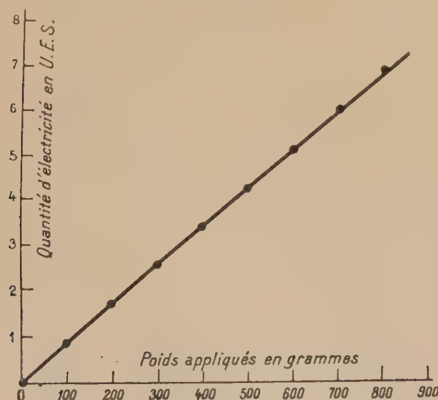


Fig. 4. — Variation de la quantité d'électricité obtenue en fonction du poids appliqué à la lame.

Voir la droite correspondante (*fig.* 4) témoignant de la proportionnalité rigoureuse des quantités d'électricité obtenues aux poids appliqués.

Mesures sur des lames non contrôlées par figures de corrosions artificielles. — Lames du Laboratoire Curie et diverses. — Nous avons jugé utile, avant de renouveler les mesures sur des lames véritablement pures, de mesurer nous-même le module de divers lames des différents laboratoires et de rechercher ensuite si les lames, donnant une valeur faible pour le module piézoélectrique, étaient en fait mâclées par association de cristaux à axes optiques parallèles; cette démonstration pouvant être faite en démontant une de ces lames prise au hasard et en l'attaquant à l'acide fluorhydrique pour examiner ensuite les figures de corrosion obtenues.

Mes mesures ont porté sur toutes les lames de Curie dont j'ai pu disposer; en particulier sur des lames de l'Institut du Radium que M[lle] Chamié a bien voulu nous confier et sur des lames montées par les Établissements Beaudouin et que M. Gondet nous a aimablement prêtées.

L'ensemble de ces lames ayant également été étalonnées par M[lle] Chamié à l'Institut du Radium, j'ai pu confronter ensuite mes résultats et vérifier qu'il n'y avait pas de divergences sérieuses.

Pour bien montrer les limites des écarts nous examinerons les différents chiffres trouvés dans le cas où la divergence constatée a été la plus grande.

Cas d'une lame de l'Institut du Radium.

Lame n° 14. — Caractéristiques de la lame :

Longueur utile .... $l = 5,4$ cm
Épaisseur.................... $e = 0,064$ cm

$$\frac{l}{e} = 84.$$

Le réglage des résistances au moment de l'équilibre était :

$$R_1 = 314\ \omega \quad \text{avec} \quad V = 4,15\ \text{V}, \qquad P = 500\ \text{g},$$
$$R_2 = 500\ \omega \qquad u = R_1 I = 1,6\ \text{V},$$

d'où

$$Q = 1,725 \times 1,6\ \text{V} \times 2 = 5,50\ \text{U. E. S. par kg}$$

et le module correspondant

$$\mathfrak{I} = \frac{5,5}{84 \times 1000 \times 981} = 6,67.10^{-8}\ \text{C. G. S.}$$

Avec la même lame, les valeurs trouvées par une méthode différente par M[lle] Chamié étaient :

$$Q = 5,377\ \text{U. E. S. par kg.}$$

D'où la valeur du module trouvée à l'Institut du Radium

$$\mathfrak{I} = \frac{5,377}{84 \times 1000 \times 981} = 6,54.10^{-8}.$$

La différence entre ces chiffres étant inférieure à 2 pour 100 est admissible puisque la précision des résultats ne peut être garantie qu'à 1 pour 100 près.

En général nos chiffres concordent beaucoup mieux ainsi que l'indique le Tableau des résultats obtenus avec les *lames anciennes de l'Institut du Radium* :

Numéros des lames.	Longueur utile en cm.	Valeurs trouvées.		Résultats de Mlle Chamié.	
		Q par kg.	$\vartheta.10^8$.	Q par kg.	$\vartheta.10^8$.
14.....	5,4	5,50	6,67	5,377	6,54
15.....	9,2	10,024	6,7	10,04	6,7
26.....	8,75	9,4	6,92	9,38	6,90
34.....	4,18	3,75	5,675	3,822	5,77

On peut remarquer que la lame n° 34 donnait une valeur du module tout à fait anormale, j'ai par suite jugé intéressant de la démonter pour l'examiner par la méthode des figures de corrosion artificielles; après cet examen nous avons pu déceler une grosse macle à axe optique parallèle, qui me paraissait expliquer complètement l'anomalie constatée.

Pour vérifier que cette explication était juste, j'ai fait retailler cette lame en supprimant la partie maclée de la partie utile de la lame; retaille de 5 mm environ.

Malgré un accident au cours de cette opération, lame légèrement fendue en plusieurs endroits, ce qui a certainement pour effet de diminuer la valeur trouvée pour le module, j'ai remonté cette lame après retaille et j'ai ensuite trouvé les valeurs suivantes :

$$Q = 1{,}725 \times 2{,}685 = 4{,}635 \text{ par kg},$$

c'est-à-dire une augmentation de la quantité d'électricité obtenue malgré la diminution de longueur, ce qui conduit à la nouvelle valeur du module

$$\vartheta = 6{,}83 \,.\, 10^{-8}.$$

La valeur du module est donc considérablement augmentée et l'on doit admettre que l'anomalie était effectivement due à la présence de la grosse macle.

Lames récentes de l'Institut du Radium et lames diverses. — Les résultats obtenus avec des lames récentes fournies par la maison Beaudouin à divers laboratoires ont été les suivants :

Numéros des lames.	Longueur utile en cm.	Valeurs trouvées.		Résultats de Mlle Chamié.	
		Q par kg.	$\vartheta.10^8$.	Q par kg.	$\vartheta.10^8$.
53............	7,5	8,750	7,05	–	–
60............	12,1	14,30	6,920	14,17	6,875
61............	12,0	13,81	6,71	14,02	6,80
62............	12,1	13,78	6,930	13,64	6,86
73............	5,9	6,15	7,025	6,15	7,025
75............	7,5	–	–	7,20	6,40
76............	8,0	–	–	4,06	3,375
77............	7,7	–	–	3,55	3,07
78............	7,2	–	–	7,30	6,88
79............	7,3	–	–	6,5	6,08
80............	7,57	8,2	6,75	–	–
81............	7,50	9,1	6,75	–	–
Sans numéro..	3,8	4,125	6,85	–	–

En plus de ces mesures j'avais examiné par méthode optique (appareil de Nörremberg) et par la méthode des figures de corrosions artificielles les lames nos 75, 76, 77, 78 et 79.

J'avais alors constaté que la lame n° 75 présentait plusieurs petites macles au tiers de sa longueur; donc dans la partie utile, de plus on notait des inclusions gazeuses et solides réparties dans tout le volume.

La lame 76 présentait par contre une grosse macle à axe optique parallèle dont la ligne de séparation se trouvait être en diagonale au tiers de la longueur de la lame, le volume maclé se trouvant correspondre à environ le quart du volume utile de la lame; la présence de cette macle explique donc entièrement l'anomalie considérable trouvée dans la valeur apparente du module qui n'est que la moitié de la valeur qu'on doit considérer comme normale.

La lame 77 présentait sensiblement le même aspect que la lame 76; macle sensiblement de même importance disposée de la même façon, correspondant également à environ le quart du volume utile.

L'aspect de ces lames est représenté figure 5.

Enfin les lames 78 et 79 ne possèdent que des macles de petites dimensions, ce qui explique la valeur presque normale trouvée pour le module.

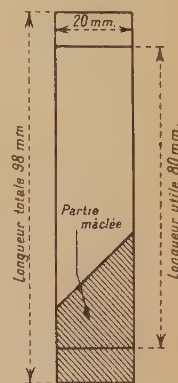


Fig. 5. — Aspect des lames nos 76 et 77.

Mesure sur des lames de quartz pures, examinées au point de vue des macles optiques et piézoélectriques avant leur taille définitive. — D'après les expériences précédentes, les différences constatées sur les diverses lames entre les valeurs apparentes du module piézoélectrique doivent être imputées à la présence de macles qui ont échappé au contrôle des lames.

Il restait donc à déterminer si possible la valeur réelle constante du module piézoélectrique d'une lame non maclée.

A cet effet nous avons d'abord fait tailler des lames dans des régions non maclées d'un cristal de quartz (pour être tout à fait rigoureux il vaut mieux dire : dans des régions ne contenant que des macles de dimensions quasi microscopiques) et nous avons ensuite mesuré sur ces lames la valeur plus approchée du module piézoélectrique.

Grâce à l'obligeance de M. Tournier, que je tiens à remercier à nouveau ici, j'ai pu disposer également de quatre lames taillées avec une précision angulaire considérable (les faces principales des lames étant taillées dans un plan perpendiculaire à l'un des axes électriques à 1 min d'arc près) dans des cristaux, examinés préalablement avec grand soin, à la fois par une méthode optique et par la méthode des

figures de corrosion artificielles, donc présentant toutes garanties de pureté réelle.

Résultats. — Les résultats obtenus dans ces conditions ont été les suivants, pour l'ensemble des lames de ces deux origines; ces différentes lames ayant été taillées dans des cristaux de provenances probablement différentes et en tout cas dans des cristaux différents :

Nature des lames.	Numéros.	Longueur utile en cm.	Épaisseur en cm.	Q par kg.	$\delta.10^{8}$.
Lames examinées par nos soins.	1	5	0,12	2,90	7,1
	2	4,9	0,045	7,57	7,1
Lames examinées et taillées aux Laboratoires Standards (L. M. T.).	3	5,37	0,1	3,70	7,01
	4	5,35	0,1	3,675	7,007
	5	5,4	0,1	3,70	6,995
	6	5,375	0,1	3,717	7,065

De ces résultats il semble qu'on doive tirer la conclusion suivante :

Lorsque l'on effectue la mesure du module sur une lame de quartz taillée dans de bonnes conditions, c'est-à-dire avec une faible erreur d'angle de coupe et dans un cristal ne présentant pas de macle visible après essai par la méthode des figures de corrosion artificielle, on obtient une valeur du module piézoélectrique définie à moins de 1 pour 100 près.

Les légères différences d'une mesure à l'autre ne prouvent pas que le module piézoélectrique du quartz n'est pas une constante physique absolument bien définie; puisque dans nos mesures ont pu s'introduire des erreurs multiples, systématiques ou accidentelles.

En particulier, les lames que nous avons employées ne sont évidemment pas absolument pures; la méthode d'investigation utilisée peut, malgré sa précision, laisser subsister dans la lame un certain nombre de macles quasi microscopiques qui n'atteigneraient aucune des faces de la lame.

Ce nombre de macles non décelées pouvant bien entendu être variables d'une lame à l'autre, mais restant probablement faible.

De plus, les lames de quartz présentent toujours des inclusions gazeuses, solides ou liquides en nombre variable; ces inclusions ayant pour effet de diminuer également légèrement la valeur du module apparent.

Compte tenu de ces remarques, les résultats obtenus nous paraissent suffisamment réguliers pour confirmer la constance effective du module piézoélectrique principal du quartz dont la valeur réelle est très probablement légèrement supérieure à 7.10^{-8} C.G.S.

Manuscrit reçu le 15 septembre 1939.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] J. et P. Curie, *Œuvres*, Paris, 1908; *J. de Physique*, 1889, **8**, p. 149.
[2] P. Czermak, *Sitz. Aka. Wissen. in Wien.*, 1887, **96**, p. 1217.
[3] Riecke et Voigt, *Ann. der Phys.*, 1892, **45**, p. 523; 1895, **55**, p. 701.
[4] Pockels, *Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen*, 1894, p. 1.
[5] Nachtikal, *Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen*, 1899, p. 109.
[6] Hayashi, *Diss. Göttingen*, 1912.
[7] J. Curie, *Traité de Radioactivité*, Paris, 1910.
[8] Röntgen et Joffé, *Ann. der Phys.*, 1913, **41**, p. 449.
[9] Dawson, *Phys. Rev.*, 1927, **29**, p. 532.
[10] Ny Tsi-Zé, *J. de Physique*, 1928, **9**, p. 13.
[11] Günther, *Ann. der Phys.*, 1932, **13**, p. 787.
[12] Fox et Fink, *Physics*, 1934, **5**, p. 302.
[13] Hosterberg et Cookson, *Rev. of Scient. Inst.*, novembre 1935.
[14] Clay et Karper, *Physica*, 1937, IV, **4**, p. 311.
[15] Andréeff, *Zeit. für Phys.*, 1929, **54**, p. 477.
[16] Dye, *Proc. Phys. Soc.*, London, 1926, **38**, p. 399.
[17] Fréedericksz et Michailow, *Zeit. für Phys.*, 1932, **76**, p. 328.
[18] Nussbaumer, *Zeit. für Phys.*, 1932, **78**, p. 781.
[19] Knol, *Proc. Amsterdam*, 1932, **35**, p. 99.
[20] Descloizeaux, *Ann. de Chim. et Phys.*, 1855, **45**, p. 129.
[21] Daniell, *J. of Science and Arts*, 1816.
[22] Leydolt, *C. R. Acad. Sc.*, Vienne, novembre 1854.
[23] Arsandaux, *Bull. Soc. franç. Minér.*, 1928, **51**, p. 166.
[24] C. Gaudefroy, *Bull. Soc. franç. Minér.*, 1931, **54**, p. 108.

LA NATURE DES RAYONS ULTRA-PÉNÉTRANTS

Par J. BARNÓTHY.
Institut de Physique expérimentale de l'Université de Budapest.

Sommaire. — D'après nos recherches et celles d'autres observateurs, il est démontré que dans les grandes profondeurs, aussi bien qu'au niveau de la mer dans une direction horizontale, l'intensité du rayonnement cosmique décroît très rapidement si l'on place quelques centimètres de plomb entre les compteurs G.M.; mais, pour des couches plus épaisses de plomb, l'intensité augmente de nouveau. Ce phénomène peut être interprété en supposant qu'un rayonnement non ionisant, très probablement composé de neutrinos ou de neutrons, produit dans le plomb des mésotons qui ont un parcours d'environ 20 cm. D'autres expériences soutiennent aussi cette hypothèse. Il semble tout à fait juste de supposer que dans la direction horizontale et dans les grandes profondeurs seuls des corpuscules neutres, mais pas de neutrettos, peuvent pénétrer; dans ce cas nous pouvons donner une explication simple de la décroissance de l'intensité sous 300-400 m d'eau avec la 2,8^{ième} puissance de la profondeur.

Dans un article publié nouvellement [1] en collaboration avec le Dr M. Forró, nous avons démontré, à l'aide d'un appareil à coïncidence, composé de trois compteurs G.M. placés dans un plan vertical, que, dans une profondeur équivalant à 980 m d'eau, l'intensité du rayonnement cosmique décroît d'environ 1/2 de sa valeur si l'on place entre les compteurs G.M. quelques centimètres de plomb; mais, interposant une couche de plomb plus épaisse, l'intensité augmente de nouveau; elle peut même atteindre 90 pour 100 de sa valeur originale. Nous avons ensuite montré que ce phénomène singulier peut être retrouvé aussi dans les mesures de Wilson [2], exécutées dans une profondeur équivalant à 300 m d'eau. Dans les expériences exécutées depuis, nous avons constaté que la décroissance de l'intensité suivie par une augmentation se manifeste aussi quand on place à deux endroits différents en même temps, d'abord 10-10 cm de Pb et ensuite 40-40 cm de Pb entre les compteurs.

En 1936, j'ai essayé de continuer nos recherches commencées dans une mine de charbon [9], au niveau du sol en admettant de cette manière, que l'épaisseur de l'atmosphère équivaut à 400 m d'eau au niveau de la mer dans la direction horizontale. La décroissance de l'intensité suivie par une augmentation était dans ce cas-là également observable, même d'une manière encore plus nette. De plus, ce même phénomène se manifeste aussi dans les observations de Bernardini et Bocciarelli [3], faites dans les directions 60°, 75° et 85°. (Les angles sont comptés à partir de la direction verticale.)

Les valeurs de l'intensité relative à l'intensité sans plomb sont résumées dans le Tableau suivant :

Auteur.	Pb cm.	Intensité relative %.	Pb cm.	Intensité relative %.
Barnóthy et Forró [1] sous 980 m d'eau...	10	56	50	91
Barnóthy et Forró sous 965 m d'eau........	2×10	41	2×40	82
Wilson [2] sous 300 m d'eau..............	10,1	70	25	98
Barnóthy niveau de la mer, 89°...........	2×2,1	32	2×15	54
Bernardini (1) [3] niveau de la mer, 60°.	3	59	2×15	60
Bernardini niveau de la mer, 75°.........	3	67	2×15	73
Bernardini niveau de la mer, 85°.........	3	57	2×15	83

Je crois que ces cinq différentes expériences prouvent la réalité du phénomène, même si l'exactitude des observations n'est pas parfaite dans chaque cas.

Le phénomène peut être interprété par un rayonnement non ionisant, lequel produit dans le plomb des rayons secondaires ionisants, très probablement des mésotons, qui ont un parcours moyen d'environ 20 cm de Pb. La grandeur de l'accroissement de l'intensité après le minimum et la géométrie de l'appareil employé, excluent que le rayonnement primaire puisse être ionisant. Les secondaires produisant les phénomènes cités ont au point de

(1) Le changement relatif de l'intensité est peut-être chez Bernardini en réalité encore plus grand, car Bernardini n'avait pas déduit de ses valeurs l'intensité qu'on doit attribuer aux gerbes.

vue de la longueur de leur parcours une grande ressemblance d'une part avec les rayons secondaires trouvés par Maass [4] au niveau de la mer, lesquels sont aussi produits par un rayonnement non ionisant, selon Heitler et Arley [5] par des neutrettos, et d'autre part avec les gerbes dures provenant des couches épaisses de plomb, observées par Bothe et Schmeiser [6], qui ont trouvé qu'un quart de ces gerbes est produit par des rayons non ionisants. De la grandeur de l'accroissement de l'intensité on peut déduire que ce rayon non ionisant est capable de produire après avoir traversé 30 cm de Pb un rayon secondaire dur, à l'aide duquel il peut faire, avec une probabilité d'environ 80 pour 100, une décharge dans le compteur situé au-dessous du plomb. En évaluant la section efficace de la formation du secondaire pénétrant, nous trouvons une valeur de 10^{-24} cm²/at de plomb, valeur qui correspond parfaitement avec la dimension du noyau d'un atome de plomb. Nous avons constaté l'augmentation de l'intensité, même quand 40-40 cm de Pb furent placés simultanément à deux différents endroits entre les compteurs, ce qui nous laisse supposer que le rayon non ionisant ne peut pas être annihilé pendant la production des rayons ionisants pénétrants. Mais il semble que dans la marne située dans la mine au-dessus de l'appareil, aussi bien que dans l'air — mesure horizontale —, les rayons non ionisants ne sont pas capables de produire dans ces matières des rayons secondaires qui peuvent pénétrer plus de 5 cm de Pb; car autrement il serait incompréhensible que l'intensité puisse décroître aussi rapidement si nous interposons quelques centimètres de plomb. En plaçant 5 cm de Pb au-dessus des compteurs — comme l'avaient fait par exemple Clay et Gemert [7] — la décroissance suivie par l'augmentation de l'intensité n'est naturellement plus observable, parce que maintenant les 5 cm de Pb arrêtent les secondaires mous, formés dans la marne, et la décharge du compteur supérieur doit être également causée par un rayon secondaire produit dans la couche de plomb.

En ce qui concerne le nombre des particules secondaires, il semble qu'il est plus petit dans le plomb que dans la marne, parce que, en plaçant 20 cm de Pb au-dessus du compteur supérieur, nous avons trouvé que l'intensité décroît à 76 pour 100, tandis que si le plomb n'avait d'autre rôle que celui d'un absorbant, dans une pareille profondeur l'intensité ne diminuerait qu'avec 0,5 pour 100. De plus, nous avons trouvé, il y a trois ans, que dans les grandes profondeurs on obtient moins de gerbes du plomb que du charbon.

Un résultat analogue a été obtenu aussi par Wilson [2] (²). En ce qui concerne ce phénomène, je ne trouve pas d'explication satisfaisante, parce que, d'après les calculs, on devrait attendre moins de particules de la marne; la perte d'énergie par ionisation par gramme-centimètre carré de matière étant dans la marne presque deux fois plus grande que dans le plomb.

Il est même possible que l'intensité qu'on observe après 120 cm de Pb soit due à des particules non ionisantes primaires. Le rayon non ionisant produit une coïncidence de telle façon que le compteur supérieur réagit à une particule secondaire, fermée dans la marne et les autres compteurs réagissent à des secondaires produites dans le plomb, placé au-dessus de chaque compteur. Cette interprétation semble être justifiée par le fait que l'intensité décroît avec 30 pour 100 sous l'influence de 40 cm de plomb posé au-dessus de l'appareil, même dans le cas où 2×40 cm de Pb se trouvaient déjà entre les compteurs, tandis que si le rayonnement filtré par 80 cm de Pb était ionisant, nous ne pourrions observer qu'une diminution de l'intensité de 1,2 pour 100 dans une profondeur de 980 m. Mais même si des expériences futures prouvaient que les rayons qu'on observe après 120 cm de Pb étaient des rayons ionisants primaires, je ne crois pas qu'ils puissent être des mésons, parce que l'intensité absolue mesurée par Wilson dans une profondeur de 300 m d'eau est de la même grandeur que celle que j'ai trouvée au niveau de la mer dans une direction horizontale, mesurée avec un appareil pour lequel l'épaisseur moyenne de l'atmosphère était aussi de 300 m d'eau. Mais, pour parvenir à une profondeur équivalant à 300 m d'eau pour les mésons, il ne fallait parcourir qu'une distance de 16 km; par contre, venant de la direction horizontale du niveau de la mer — supposant qu'ils ont été formés aussi dans les régions les plus élevées de l'atmosphère — leurs parcours devraient être beaucoup plus longs, environ 500-600 km; par conséquent, la probabilité de leur désintégration de la direction horizontale sera de beaucoup plus grande. Par analogie le rayonnement non ionisant ne peut non plus être formé de neutrettos.

En résumant tous ces arguments, nous arrivons de nouveau comme en 1936 [9] à la conclusion qu'il n'est pas exclu aussi bien de la direction horizontale que, dans les grandes profondeurs, seuls les rayons non ionisants peuvent pénétrer. Ces rayons non ionisants sont probablement des neutrinos, produits selon la théorie de Yukawa [17] pendant la désintégration des mésons, ou peut-être des neutrons formés selon Majomder et Kotheri [18], dans le cas ou un méson d'énergie supérieure à 2.10^8 eV se désintègre en proton et neutron.

D'après nos expériences, le rayonnement non ionisant est accompagné pendant la plus grande partie de son trajet par une particule secondaire ionisante; par suite, sa perte d'énergie sera, bien que plus petite, quand même de l'ordre de la perte

(²) De même Schmeiser et Bothe [9 *a*] trouvaient que le nombre des gerbes dures qu'on observe dans le deuxième maximum de la courbe de Rossi est plus grand pour Fe que pour Pb.

d'énergie d'un rayonnement ionisant. Ainsi, une certaine profondeur ne peut être atteinte que par des neutrinos ou neutrons produits dans la désintégration des mésons qui, à ce moment, n'ont pas encore perdu leur énergie. C'est-à-dire ces neutrinos ou neutrons sont créés pendant les désintégrations qui ont lieu dans l'atmosphère. Car même les neutrinos produits lors des désintégrations des mésons dans les couches de la terre n'acquièrent à peine plus d'énergie que 40 MeV, et ainsi il est inutile de les considérer davantage. Nous pouvons supposer que le spectre différentiel des mésons à la place de leur origine a la forme [10]

$$f(E) = \frac{C^{te}}{E^{\gamma+1}} \tag{1}$$

E étant l'énergie du méson et $\gamma = 1{,}8\text{-}1{,}9$.

Le spectre différentiel des neutrinos et neutrons produits par la désintégration des mésons dans l'atmosphère

$$f'(E) = \frac{C^{te}}{E^{\gamma+1}}\left[l - e^{-\frac{lE_0}{c\tau E}}\right], \tag{2}$$

l étant la distance entre la surface de la terre et la place de la création des mésons, τ la durée de la vie des mésons, c la vitesse de la lumière, E_0 l'énergie des mésons en repos.

Acceptons que la perte d'énergie par centimètre du trajet des neutrinos, est indépendante de l'énergie, une profondeur h ne peut être atteinte que par des neutrinos ou des neutrons d'énergie $E = ah$, où a est une constante ($\sim 10^6$ eV/gr/cm²). Le nombre des neutrinos ou des neutrons dans une profondeur h sera donc

$$F_n(E) = \int_{ah}^{\infty} \frac{C^{te}}{E^{\gamma+1}}\left(1 - e^{-\frac{lE_0}{c\tau E}}\right) dE, \tag{3}$$

mais comme $E_1 = ah$ est en tout cas plus grande que 5.10^3 MeV, $lE_0/c\tau E \ll 1$, nous trouvons dans la première approximation

$$F_n(E) = \frac{lE_0}{c\tau} \cdot \frac{C^{te}}{h^{\gamma+1}}, \tag{4}$$

c'est-à-dire que dans les grandes profondeurs l'intensité décroît avec la 2,8^{ième} puissance de la profondeur. Et vraiment Clay [7] a trouvé qu'entre 427 et 1 380 m d'eau la variation de l'intensité peut être décrite par la formule $J = J_0 h^{-2{,}92}$, et Wilson [11] a trouvé entre 250 et 1 480 m d'eau une expression $J = J_0 h^{-2{,}92}$. Cela veut dire qu'après 250-450 m d'eau les rayons durs sont en plus grande partie des neutrinos ou des neutrons. Jusqu'à 250-450 m d'eau, l'intensité des mésons, créée dans les plus hautes régions de l'atmosphère, domine, et l'on trouve comme Ehmert [12] l'a démontré tout d'abord une variation avec la 1,8-1,9 puissance de la profondeur (*voir* Euler et Heisenberg [10]). De la formule (4) nous voyons aussi que le nombre des neutrinos ou des neutrons dépend de la grandeur de l, c'est-à-dire de la longueur du trajet des mésons dans l'atmosphère, parce que sur un trajet plus long un plus grand nombre de mésons peut se désintégrer et, par suite, le nombre des neutrinos ou des neutrons de grande énergie sera aussi plus grand. Si nous mesurons dans une grande profondeur l'absorption en inclinant la ligne médiane de l'appareil à partir de la verticale, pour ces directions, l étant plus grande, nous devrions atteindre une intensité *plus grande* comme celle qui pourrait correspondre à la profondeur de la ligne centrale de l'appareil. En effet, Wilson [11], chaque fois qu'il mesurait dans une direction inclinée, obtenait une plus grande intensité que celle qui correspondait à la ligne médiane de son appareil. Par contre, dans les profondeurs plus petites — où les mésons jouent encore le rôle principal — nous savons que l'intensité dans une direction inclinée est *moindre* que dans une profondeur verticale, correspondant à la même épaisseur de matière (Auger [13]). L'interprétation de ce fait par la plus fréquente désintégration des mésons pendant le plus long trajet a été donnée premièrement par Blackett [14].

Il est à remarquer qu'en 2 800 m d'eau de profondeur, Wilson [11], comme nous-même [9], en 2 500 m d'eau de profondeur, nous avons trouvé une intensité nulle. C'est-à-dire que si les mésons sont capables d'atteindre 400 m d'eau, les neutrinos ou neutrons peuvent pénétrer jusqu'à 2 000 m d'eau. Mais selon les conditions mentionnées ci-dessus, l'énergie des particules neutres ne peut pas surpasser celle des mésons; par suite, nous devons conclure que la perte d'énergie des mésons est plus grande que celle des neutrinos ou neutrons. D'après les résultats expérimentaux, le rayon non ionisant est accompagné partout dans le plomb par une particule ionisante. Mais la particule ionisante perd dans le plomb, par gramme-centimètre carré, 1 MeV d'énergie; la perte d'énergie du rayon non ionisant doit être de la même grandeur en conséquence de la production de ces secondaires. Pour qu'une particule non ionisante puisse pénétrer jusqu'à 2 000 m d'eau, il lui faut au moins 2.10^{11} eV. D'autre part, un méson d'énergie 2.10^{11} eV perd par ionisation et radiation environ 5 MeV dans la marne par gramme-centimètre carré (Bhabha [15]) et par la production des mésons secondaires 1 MeV : la perte d'énergie totale d'un méson sera donc 6 MeV, par suite un méson d'énergie de 1.10^{11} eV ne peut pas pénétrer plus que 350-400 m d'eau.

Il se peut que le désaccord qui se trouve entre les observations de Mayer-Leibnitz [16], obtenues à l'aide d'une chambre de Wilson, et celles des autres observateurs, est aussi en rapport avec le fait que la composition du rayonnement horizontal diffère grandement de celui du rayon vertical. Les rayons ionisants durs, arrivant d'une direction horizontale, sont tous des mésons d'origine secondaire,

produits par une radiation non ionisante. Ainsi ce n'est pas étonnant que Mayer-Leibnitz, à l'aide de sa chambre placée horizontalement et entourée d'un anneau de plomb de 5 cm d'épaisseur, n'observait que les mésons secondaires et, ainsi, beaucoup de mésons mous; d'autre part, les autres observateurs avec les chambres placées verticalement n'observaient ces mésons mous que très rarement.

Il m'est encore un devoir agréable de remercier l'Académie hongroise des Sciences et la Société scientifique Széchenyi qui ont bien voulu avancer les frais de ces recherches. Le regretté Prof. Dr Ch. Tangl, ancien Directeur de l'Institut de Physique expérimentale, que la mort vient de ravir, m'a appuyé pendant mes travaux; M. le Conseiller des Mines Dr S. Schmidt a bien voulu permettre d'exécuter ces recherches dans les mines de la Société anonyme de Salgotarján, à Dorog; M. O. Chatel, Directeur de la Fabrique Felten et Guillaume, avait prêté une grande quantité de plomb. Pour tous, je témoigne mes plus vifs remerciements, et tout particulièrement à ma femme, Dr M. Forró, pour la discussion de ces résultats.

Manuscrit reçu le 23 septembre 1939.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] J. Barnóthy et M. Forró, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 870.
[2] V. C. Wilson, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 6.
[3] G. Bernardini et D. Bocciarelli, *Ricerca Scientifica*, 1935, **1**, p. 1.
[4] H. Maass, *Ann. der Phys.*, 1936, **27**, p. 507.
[5] N. Arley et W. Heitler, *Nature*, 1938, **142**, p. 158.
[6] K. Schmeiser, *Zeit. für Phys.*, 1939, **112**, p. 505.
[7] J. Clay et A. Gemert, *Physica*, 1939, **6**, p. 497.
[8] W. Heisenberg, *Naturwiss.*, 1937, **25**, p. 749.
[9] J. Barnóthy et M. Forró, *Zeit. für Phys.*, 1937, **104**, p. 744.
[9 *a*] K. Schmeiser et W. Bothe, *Ann. der Phys.*, 1938, **32**, p. 161.
[10] H. Euler et W. Heisenberg, *Erg. d. exact. Naturwiss.*, 1938, **17**, p. 38.
[11] V. C. Wilson, *Phys. Rev.*, 1938, **53**, p. 337.
[12] A. Ehmert, *Zeit. für Phys.*, 1937, **106**, p. 751.
[13] Auger, Ehrenfest, Freon et Fournier, *C. R. Acad. Sc.*, 1937, **204**, p. 257.
[14] P. M. S. Blackett, *Nature*, 1938, **142**, p. 992.
[15] H. J. Bhabha, *Proc. Roy. Soc.*, London, 1938, **164**, p. 257.
[16] H. Mayer-Leibnitz, *Zeit. für Phys.*, 1939, **112**, p. 569.
[17] Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc. Japon*, 1937, **19**, p. 712.
[18] R. C. Mejomder et D. S. Kothari, *Nature*, 1939, **143**, p. 796.